Elastische und inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen an C^{12}, Si^{28} und O^{16}.

Inauguraldissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Horst Aichinger
aus Nürnberg

Erlangen
Selbstverlag, Druck: Photo-Toni, Erlangen 1963
1964

1963 № 190

Elastische und inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen an C^{12}, Si^{28} und O^{16}.

Inauguraldissertation
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur
Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Horst Aichinger
aus Nürnberg

Erlangen
Selbstverlag, Druck: Photo-Toni, Erlangen
1964

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Als Dissertation genehmigt
von der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 27. November 1963

Dekan: Universitätsprofessor Dr. H. Behrens

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. R. Fleischmann

Berichterstatter: Universitätsprofessor Dr. H. Wegener

Elastische und inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen an C^{12}, Si^{28} und O^{16}.

Inhalt:

§ 1 Einleitung
§ 2 Versuchsanordnung und Meßapparatur
§ 3 Messungen
§ 4 Resonanzfluoreszenz am 4,43 MeV-Niveau von C^{12}
a) γ -Quelle
b) Abschätzung des Beitrages zum Meßergebnis
§ 5 Abschätzung des Wirkungsquerschnitts für elastische und inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen an Si^{28} und O^{16} bei einem Streuwinkel von 50^{o}
§ 6 Diskussion

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41536505_0003

§ 1 Einleitung

Die Absicht der vorliegenden Arbeit war, Kernresonanzfluoreszenz am 4,43 MeV-Niveau von C^{12} mit Hilfe inelastischer Streuung von 14 MeV-Neutronen nachzuweisen. Kernresonanzfluoreszenz dient zur Bestimmung von Lebensdauern von Kernniveaus. Sie läßt sich mit Erfolg anwenden für Lebensdauern $< 10^{-10}$s. Die Energieniveaus eines Kerns werden durch Einstrahlung seiner eigenen γ-Linien angeregt. Beim Übergang in den Grundzustand wird wieder ein Quant gleicher Energie ausgesandt, welches mit einem Szintillationszähler nachgewiesen wird.

Bei der Emission verliert das γ-Quant durch den auf den emittierenden Kern übertragenen Rückstoß die Energie $\frac{E_0^2}{2mc^2}$ wo E_0 die Energie des angeregten Kernniveaus und m die Masse des Kerns ist. Auch der absorbierende Kern übernimmt die Rückstoßenergie $\frac{E_0^2}{2mc^2}$. Die dem γ-Quant zur Anregung des absorbierenden Kerns zur Verfügung stehende Energie beträgt also $E_0 - \Delta E = E_0 - \frac{E_0^2}{mc^2}$. Da die Kernniveaus meist nur eine Breite von Bruchteilen von eV besitzen (z.B. $1\text{-}2 \cdot 10^{-2}$ eV [1] beim 4,43 MeV-Niveau von C^{12} entsprechend einer Lebensdauer von $6{,}6 \cdot 10^{-14}$s bis $3{,}3 \cdot 10^{-14}$s) welche klein ist gegenüber $\Delta E = \frac{E_0^2}{mc^2}$ kann normalerweise keine Resonanzfluoreszenz beobachtet werden.

Eine Methode, um den Rückstoßverlust ΔE zu kompensieren ist, daß man die γ-Strahlung, die resonant gestreut werden soll, über eine Kernreaktion anregt und den dabei auf den Target-Kern übertragenen Impuls zur Kompensation ausnützt. Dies wurde mit Erfolg bei (p,α), (p,p'γ), (p,γ) Reaktionen [2], [3], [4] durchgeführt.

In der vorliegenden Arbeit wurde erstmals versucht, Kernresonanzfluoreszenz mit Hilfe von (n,n'γ)-Prozessen zu erzeugen. Geeignet erschien das 4,43 MeV-Niveau von C^{12}, das bei inelastischer Streuung von 14 MeV-Neutronen, welche über die Reaktion T (d,n)He^4 erzeugt wurden, besonders gut angeregt wird. Das Experiment erschien erfolgversprechend, weil die Messung der resonant gestreuten γ-Quanten in Koinzidenz mit den bei der d-T-Reaktion entstehenden α-Teilchen durchgeführt werden konnte.

Bei den in § 3 aufgeführten Messungen wurde ein außerhalb des statistischen Fehlers liegender und reproduzierbarer Meßeffekt nachgewiesen und zunächst der Resonanzfluoreszenz an C^{12} zugeschrieben. Das Ergebnis der theoretischen Berechnung des Beitrages der Resonanzfluoreszenz zur Messung in § 4 zeigt jedoch, daß das Meßergebnis nicht damit gedeutet werden kann. Es erschien deshalb wichtig, alle weiteren zum Meßergebnis beitragenden Prozesse zu analysieren, besonders in Hinblick auf spätere Messungen in einem größeren Neutronenlabor (in Verbindung mit Tandemgenerator). Aufgrund dieser Analyse kann man dann angeben (vgl. § 4), unter welchen Bedingungen Resonanzfluoreszenz mit Hilfe inelastischer Streuung von Neutronen beobachtet werden kann. Der Meßeffekt konnte schließlich durch das verschiedene Streuverhalten von C^{12} und SiO_2 für Neutronen annähernd erklärt werden. In § 5 werden die Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen an Si^{28} und an O^{16} für einen Streuwinkel von 50^o abgeschätzt. Die entsprechenden Streuquerschnitte für C^{12} wurden den Arbeiten von Tesch [5]und Benveniste et al. [6] entnommen.

§ 2 Versuchsanordnung und Meßapparatur

Zur Erzeugung der 14 MeV-Neutronen wurde, wie in § 1 erwähnt, die Reaktion T (d,n)He^4 verwendet. Den Versuchsaufbau zeigt Abb.1. Die mit einer von A. Hofmann [7] gebauten Cockroft-Walton-Anlage auf 120 keV beschleunigten Deuteronen treffen bei A auf ein Tritium-Target (Tritium eindiffundiert in Titan auf Cu-Unterlage mit einer Aktivität 1 C/$(inch)^2$) und erzeugen über die Reaktion T (d,n)He^4 schnelle Neutronen mit einer Energie von 14 MeV. Es wurden Neutronenquellstärken bis zu $1{,}24 \cdot 10^7 s^{-1}$ verwendet. Diese Neutronen treffen bei B auf einen zylindrischen Graphitkörper (6cm Ø x 6 cm Höhe). Hier wird z.B. durch inelastische Streuung die 4,43 MeV-Strahlung erzeugt, die in dem Graphitringstreuer GRS (Abmessungen: Innendurchmesser 17 cm, Außendurchmesser 33 cm, Dicke 6 cm) bei C (vgl. Abb. 1) resonant gestreut und im NaJ(Tl)-Kristall nachgewiesen werden soll. Den zylindrischen Graphitkörper wollen wir deshalb mit Quelle GQ bezeichnen. Alle weiteren in der Quelle und im Ringstreuer stattfindenden Prozesse sind in Tabelle 1 von § 3 aufgeführt. Die Graphitquelle GQ konnte gegen eine Vergleichsquelle VQ ausgetauscht werden. Diese bestand aus Sand (SiO_2), der sich in einem Preßspangehäuse (6 cm Ø und 6 cm Höhe) befand. Auch der Graphitringstreuer konnte gegen einen gleichdimensionierten Vergleichsringstreuer VRS (= Sand in Preßspangehäuse) ausgewechselt werden.

Wie erwähnt, wurden die resonant gestreuten γ-Quanten in Koinzidenz mit den bei der d-T-Reaktion erzeugten α-Teilchen gemessen. Wählt man den Raumwinkel Tritium-Target-α-Zähler geeignet, so kann man erreichen, daß nur auf die Quelle GQ mit den α-Teilchen koinzidente Neutronen treffen, nicht dagegen auf den Ringstreuer GRS. Die auf den Ringstreuer fallenden, direkt vom Target kommenden Neutronen erzeugen also nur zufällige Koinzidenzen. Da der Vielkanalanalysator nur ein zeitliches Auflösungsvermögen von etwa $3 \cdot 10^{-6}$s besitzt, war die Zahl der zufälligen Koinzidenzen allerdings hoch.

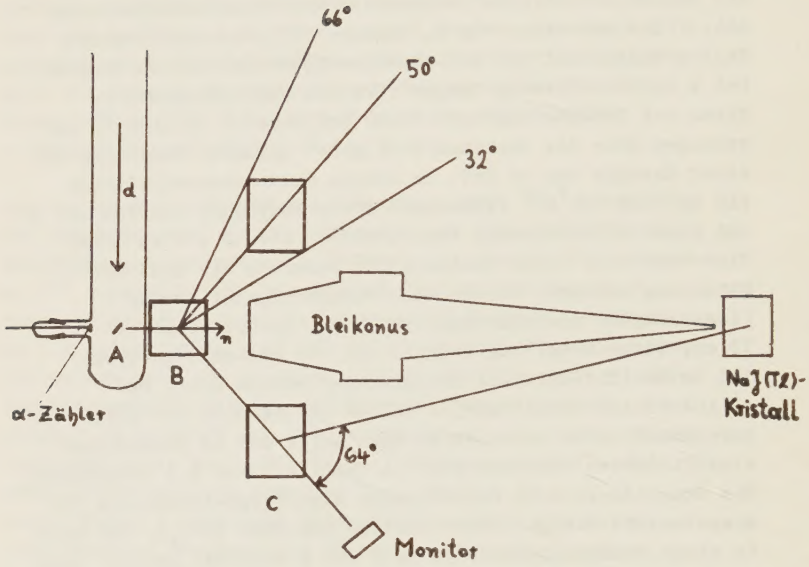


Abb. 1: Versuchsanordnung (Maßstab 1 : 5):
Die auf 120 keV beschleunigten Deuteronen (d) treffen bei A auf das Tritium-Target. Die hier erzeugten 14 MeV-Neutronen erzeugen in der Graphitquelle B γ-Quanten, die am Ringstreuer C resonant in den NaJ(Tl)-Kristall gestreut werden sollen. Die im γ-Zähler registrierten Quanten werden in Koinzidenz mit den bei der Reaktion T (d,n)He^4 entstehenden α-Teilchen gemessen. Der Monitor dient zur Überwachung des Neutronenflusses.

Das γ-Spektrum, welches im NaJ(Tl)-Kristall registriert wird (Abb.2), rührt größtenteils her von 4,43 MeV-γ-Strahlung, die durch direkt vom Target kommende Neutronen im Ringstreuer GRS durch inelastische Streuung erzeugt wird. Dieser Effekt ist etwa 10^{-6} mal größer als der ursprünglich gesuchte, nämlich Erzeugung von 4,43 MeV-γ-Quanten in der Quelle GQ und resonante Streuung am Graphitringstreuer GRS, aber nicht koinzident.

Durch die Koinzidenzmessung mit den α-Teilchen wurde auch der Einfluß des durch die Neutronen verursachten γ-Untergrundes vermindert, der sehr hoch war, weil der Raum so klein war, daß das Tritium-Target nur etwa 1 m von der nächstliegenden Wand entfernt war. Der γ-Untergrund war proportional dem Neutronenfluß. Der α-Zähler diente gleichzeitig zur Bestimmung des jeweils verwendeten Neutronenflusses.

Das Blockschaltbild der Meßapparatur zeigt Abb.3. Die γ-Spektroskopie wurde mit einem 2,5'' $\varnothing$ x 2'' großen NaJ(Tl)-Kristall von Harshaw in Verbindung mit einem Multiplier EMI 9578 B ausgeführt. Die α-Teilchen wurden mit einem Halbleiterzähler vom Typ Ortec E 15 mit einer empfindlichen Fläche von 16 mm^2 nachgewiesen.

Der α-Zähler im Abstand von ~ 3 cm vom Tritium-Target erfaßte den Raumwinkel $1{,}716 \cdot 10^{-2}$. Um Absorption der α-Teilchen im Tritium-Target zu vermeiden, wurde dieses um 45° zum α-Zähler gedreht. Da der Halbleiterzähler lichtempfindlich ist, wurde er mit einer Hostaphanfolie von 1,2 $\frac{mg}{cm^2}$ Dicke abgedeckt, die mit etwa 0,5 $\frac{\mu g}{cm^2}$ Aluminium bedampft war

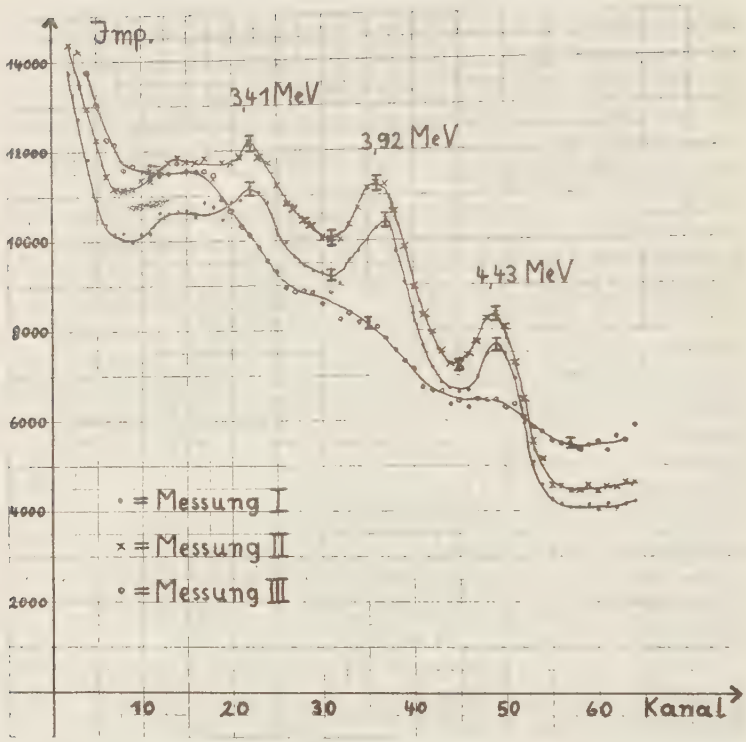


Abb. 2: Im NaJ(Tl)-Kristall registriertes γ -Spektrum:
Messung I: Mit Graphitquelle und Graphitringstreuer
Messung II: Mit Vergleichsquelle und Graphitringstreuer
Messung III: Mit Graphitquelle und Vergleichsringstreuer

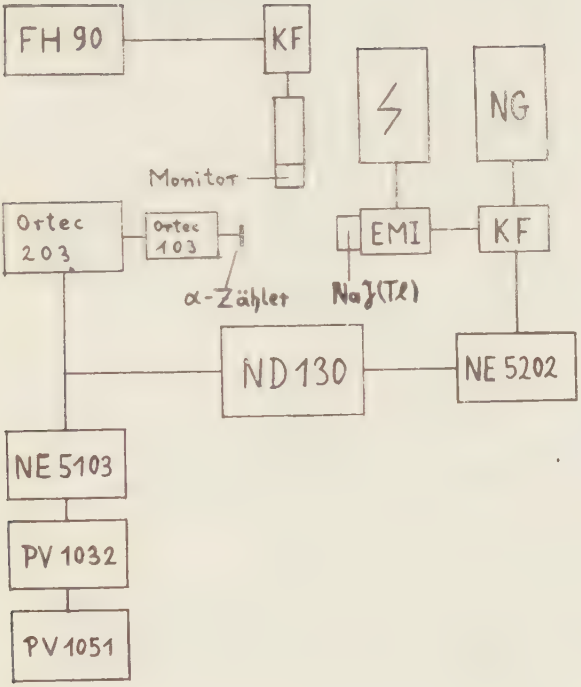


Abb. 3: Blockschaltbild der Meßapparatur

Das Impulsspektrum des γ-Zählers (NG = Netzgerät, KF = Kathodenfolger, Verstärker NE 5202) und das des α-Zählers (Vorverstärker Ortec 103, Verstärker Ortec 203) wird im zweidimensionalen 1024-Kanalanalysator ND 130 registriert. Gleichzeitig werden die Koinzidenzen zwischen den beiden Eingängen gezählt. Die α-Zählrate wird im Zählgerät PV 1032 (NE 5103 = Einkanaldiskriminator, PV 1051 = Zeitvorwahl) bestimmt. Der Neutronenfluß wird mit dem Monitor (Zählgerät + Hochspannungsgerät FH 90) überwacht.

Die Impulse des γ-Zählers wurden mit einem Linearverstärker NE 5202, die des α-Zählers mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker Ortec 103 und einem Linearverstärker Ortec 203 verstärkt und dann einem (zweidimensionalen) 1024 Vielkanalanalysator ND 130 zugeführt. Die 1024 Kanäle des Analysators wurden in der Konfiguration 64 x 16 verwendet. Die Impulse des γ-Zählers wurden den 64 Kanälen (Ordinate des Analysators F-Teil), die des α-Zählers den 16 Kanälen (Abszisse des Analysators, M-Teil) zugeleitet. Der Vielkanalanalysator analysiert dann sowohl das Impulsspektrum des γ-Zählers und des α-Zählers ala auch die Koinzidenzen zwischen den beiden Eingängen des Analysators. Koinzidenzen zwischen dem F-Teil und dem M-Teil wurden mit einem zeitlichen Auflösungsvermögen von etwa $3 \cdot 10^{-6}$s registriert.

Da der Analysator nur eine Speicherfähigkeit von 10^5 Impulsen pro Kanal besitzt, wurden die α-Teilchen außerdem noch mit einem Zählgerät gezählt. Zur Überwachung der Konstanz des Neutronenflusses diente neben dem α-Zähler ein Hornyak-Zähler.

Außer den Koinzidenzmessungen zwischen γ-Quanten und α-Teilchen wurden auch Koinzidenzmessungen zwischen Neutronen und α-Teilchen durchgeführt. Für letztere konnte der NaJ(Tl)-Kristall gegen einen Plastikszintillator mit den Abmessungen 5 cm Ø x 9 cm ausgetauscht werden.

§ 3 Messungen

Es wurden zunächst folgende Hilfsmessungen a,b,c,d durchgeführt:

a) Bei der folgenden Messung wurde sichergestellt, daß den Ringstreuer keine direkt vom Target kommende und mit den α-Teilchen koinzidente Neutronen treffen. Zu diesem Zweck wurde der NaJ(Tl)-Kristall gegen den Plastikneutronen-

Tabelle 1

Messung I mit Graphitquelle GQ u.Graphitringstreuer GRS

γ-Zählrate		Erzeugt durch:
mit α-Teilchen koinzidente Ereignisse	$N_{1,1}$	Erzeugung von γ-Quanten in GQ und Resonanzfluoreszenz an GRS
	$N_{1,2}$	Erzeugung von γ-Quanten in GQ und elastische Streuung an GRS
	$N_{1,3}$	Erzeugung von γ-Quanten in GQ und Comptonstreuung an GRS
	$N_{1,4}$	Erzeugung von γ-Quanten in GQ und Durchgang durch Bleikonus
	$N_{1,5}$	Streuung von Neutronen aus GQ in GRS und Erzeugung von γ-Quanten
	$N_{1,6}$	Streuung von Neutronen aus GQ in GRS und dann in den γ-Zähler
	$N_{1,7}$	Durchgang von Neutronen durch Bleikonus in γ-Zähler
	$N_{1,8}$	Streuung von Neutronen aus GQ und Erzeugung von γ-Quanten in d.Umgebung
mit α-Teilchen nicht koinzidente Ereignisse	$N_{1,9}$	Erzeugung von γ-Quanten in GQ durch nichtkoinzidente Neutronen und Resonanzfluoreszenz an GRS
	$N_{1,10}$	Erzeugung von γ-Quanten in GQ und elastische Streuung an GRS
	$N_{1,11}$	Erzeugung von γ-Quanten in GQ und Comptonstreuung an GRS
	$N_{1,12}$	Streuung von nichtkoinzidenten Neutronen aus GQ in GRS u.Erzeugung von γ-Quanten
	$N_{1,13}$	Streuung von nichtkoinzidenten Neutronen aus GQ in GRS u.dann in den γ-Zähler
	$N_{1,14}$	Neutronen direkt vom Target kommend erzeugen in GRS γ-Quanten
	$N_{1,15}$	Neutronen direkt vom Target kommend werden an GRS in den γ-Zähler gestreut
	$N_{1,16}$	Neutronen direkt vom Target kommend erzeugen in der Umgebung γ-Quanten
	$N_{1,17}$	Nicht durch Neutronen erzeugter normaler Nulleffekt

Auftretende Prozesse bei:

Messung II mit Vergleichsquelle VQ und Graphitringstreuer GRS

γ-Zählrate	Erzeugt durch:
$N_{2,1}$	entfällt
$N_{2,2}$	Erzeugung von γ-Quanten in VQ (in O^{16}) und elastische Streuung an GRS
$N_{2,3}$	Erzeugung von γ-Quanten in VQ (in O^{16}) und Comptonstreuung an GRS
$N_{2,4}$	Erzeugung von γ-Quanten in VQ (in O^{16}) und Durchgang durch Bleikonus
$N_{2,5}$	Streuung von Neutronen aus VQ in GRS und Erzeugung von γ-Quanten
$N_{2,6}$	Streuung von Neutronen aus VQ in GRS und dann in den γ-Zähler
$N_{2,7}$	Durchgang von Neutronen durch Bleikonus in den γ-Zähler
$N_{2,8}$	Streuung von Neutronen aus VQ und Erzeugung von γ-Quanten in der Umgebung
$N_{2,9}$	entfällt
$N_{2,10}$	Erzeugung von γ-Quanten in VQ (in O^{16}) und elastische Streuung an GRS
$N_{2,11}$	Erzeugung von γ-Quanten in VQ (in O^{16}) und Comptonstreuung an GRS
$N_{2,12}$	Streuung von nichtkoinzidenten Neutronen aus VQ in GRS und Erzeugung von γ-Quanten
$N_{2,13}$	Streuung von nichtkoinzidenten Neutronen aus VQ in GRS und dann in den γ-Zähler
$N_{2,14}$	Neutronen direkt vom Target kommend erzeugen in GRS γ-Quanten
$N_{2,15}$	Neutronen direkt vom Target kommend werden an GRS in den γ-Zähler gestreut
$N_{2,16}$	Neutronen direkt vom Target kommend erzeugen in der Umgebung γ-Quanten
$N_{2,17}$	Nicht durch Neutronen erzeugter normaler Nulleffekt

Messung III mit Graphitquelle GQ u.Vergleichsringstreuer VRS

γ-Zählrate	Erzeugt durch:
$N_{3,1}$	entfällt
$N_{3,2}$	Erzeugung von γ-Quanten in GQ und elastische Streuung an VRS
$N_{3,3}$	Erzeugung von γ-Quanten in GQ und Comptonstreuung an VRS
$N_{3,4}$	Erzeugung von γ-Quanten in GQ und Durchgang durch Bleikonus
$N_{3,5}$	Streuung von Neutronen aus GQ in VRS und Erzeugung von γ-Quanten in O^{16}
$N_{3,6}$	Streuung von Neutronen aus GQ in VRS und dann in den γ-Zähler
$N_{3,7}$	Durchgang von Neutronen durch den Bleikonus in den γ-Zähler
$N_{3,8}$	Streuung von Neutronen aus GQ und Erzeugung von γ-Quanten in der Umgebung
$N_{3,9}$	entfällt
$N_{3,10}$	Erzeugung von γ-Quanten in GQ und elastische Streuung an VRS
$N_{3,11}$	Erzeugung von γ-Quanten in GQ und Comptonstreuung an VRS
$N_{3,12}$	Streuung von nichtkoinzidenten Neutronen aus GQ in VRS und Erzeugung von γ-Quanten in O^{16}
$N_{3,13}$	Streuung von nichtkoinzidenten Neutronen aus GQ in VRS und dann in den γ-Zähler
$N_{3,14}$	Neutronen direkt vom Target kommend erzeugen in VRS γ-Quanten in O^{16}
$N_{3,15}$	Neutronen direkt vom Target kommend werden an VRS in den γ-Zähler gestreut
$N_{3,16}$	Neutronen direkt vom Target kommend erzeugen in der Umgebung γ-Quanten
$N_{3,17}$	Nicht durch Neutronen erzeugter normaler Nulleffekt

zähler mit den Abmessungen 5 cm Ø x 9 cm ausgetauscht. Durch Koinzidenzmessung zwischen Neutronen und α-Teilchen die um ~ 180° (genauer 173°) auseinanderfliegen (vgl. c), wurde der Winkelbereich, in den die mit den α-Teilchen koinzidenten Neutronen fliegen, ausgetastet (vgl. Abb.4). Die α-Impulse wurden hierbei dem F-Teil (Ordinate, 32 Kanäle), die Impulse des n-Zählers dem M-Teil (Abszisse, 32 Kanäle) des Analysators zugeführt. Das Ergebnis der Messung zeigt Abb. 5. Die einzelnen Meßpunkte wurden auf gleiche α-Zählrate normiert und auf Totzeitverluste im Analysator korrigiert.

Der Öffnungswinkel des Kegels, in den die koinzidenten Neutronen fliegen, ist bestimmt durch die Größe (empfindliche Fläche) des α-Zählers und seinen Abstand vom Tritium-Target (Abmessung 1 cm x 1 cm). In unserer Versuchsanordnung berechnet er sich zu $\alpha = 8^{\circ}\ 20'$, was einem Raumwinkel $\Omega_1 = 1{,}716 \cdot 10^{-2}$ entspricht. Berücksichtigt man die endliche Größe des Plastikszintillators, dann erwartet man für die Breite der Meßkurve in Abb. 5 etwa 19°. Dieser Wert wird durch die Messung sehr gut bestätigt.

b) Es wurden zufällige Koinzidenzen zwischen α-Teilchen und Neutronen gemessen, wobei der n-Zähler direkt hinter den nunmehr angebrachten Ringstreuer aufgestellt wurde. Das Ergebnis ist in Tab. 2 aufgeführt. Aus den Meßpunkten kann für den Analysator ein zeitliches Auflösungsvermögen von $2\tau \approx 3 \cdot 10^{-6}$s ermittelt werden.

c) Mit dem α-Zähler wurde gleichzeitig die Neutronenquellstärke bestimmt. Wegen der Vorwärtsbewegung des Schwerpunkts des Systems α-Teilchen plus Neutron ist bei einer Deuteronenenergie von 0,12 MeV und der in unserer Anordnung verwendeten Zählerstellung das Verhältnis der Neutronenintensität I_n zu der dazu koinzidenten α-Teilchenintensität I_α gleich $I_n/I_\alpha = 1{,}012$ [8].

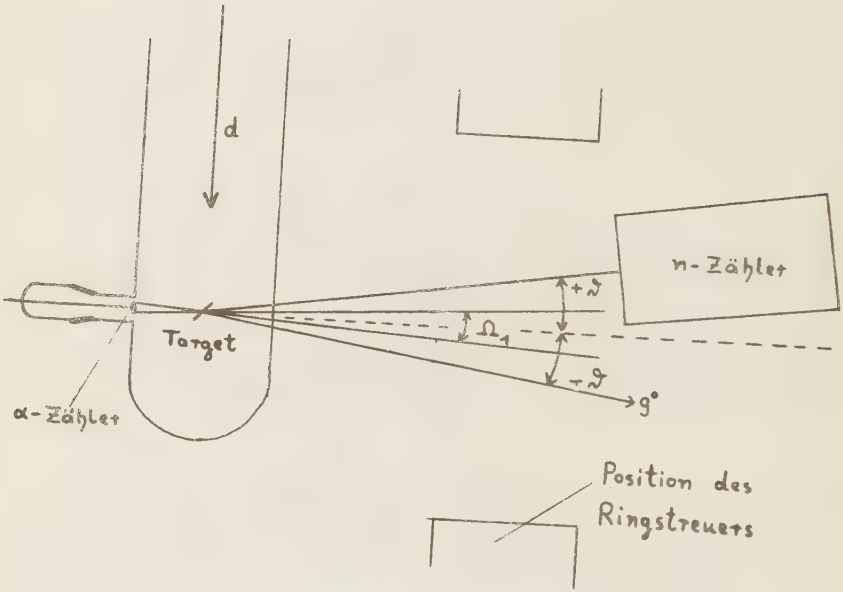


Abb. 4:
Die Messung der Koinzidenzzählrate zwischen α-Zähler und Neutronenzähler (Plastikszintillator) als Funktion vom Winkel stellte sicher, daß den Ringstreuer keine mit den α-Teilchen koinzidenten Neutronen treffen.

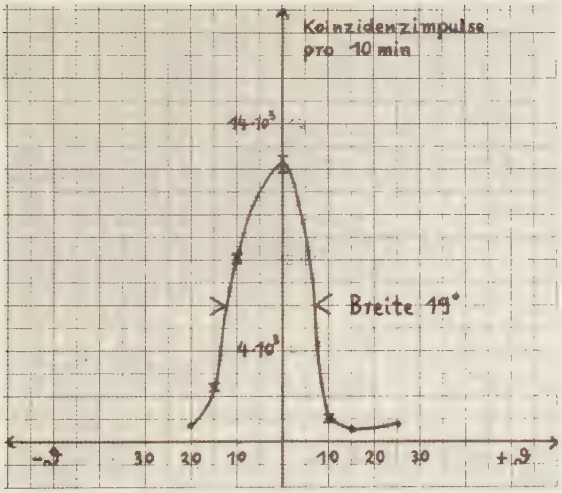


Abb. 5: Koinzidenzzählrate zwischen α-Zähler und n-Zähler als Funktion von ϑ (vgl. Abb. 4)

Tabelle 2

n-Zählerstellung vgl.Abb.4	α-Zählrate im M-Teil	n-Zählrate im F-Teil	Auflösungsvermögen
$\vartheta = +25^{\circ}$	$8{,}55 \cdot 10^{3}\,s^{-1}$	$233{,}4\ s^{-1}$	$2{,}62 \cdot 10^{-6}\,s$
$\vartheta = -25^{\circ}$	$7{,}46 \cdot 10^{3}\,s^{-1}$	$237{,}0\ s^{-1}$	$2{,}80 \cdot 10^{-6}\,s$
$\vartheta = 0^{\circ},25^{\circ}$ nach oben	$6{,}05 \cdot 10^{3}\,s^{-1}$	$257{,}0\ s^{-1}$	$3{,}89 \cdot 10^{-6}\,s$
$\vartheta = 0^{\circ},25^{\circ}$ nach unten	$9{,}23 \cdot 10^{3}\,s^{-1}$	$252{,}4\ s^{-1}$	$2{,}83 \cdot 10^{-6}\,s$
			$\overline{2\tau} = 3{,}03 \cdot 10^{-6}\,s$

Messung der zufälligen Koinzidenzen zwischen α-Teilchen und Neutronen zur Ermittlung des Auflösungsvermögens des Vielkanalanalysators.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit der α-Zähleranordnung (also Halbleiterzähler mit Abdeckung) wurde durch Vergleich mit dem geeichten Monitorzähler (vgl. Abb.1) ermittelt. Sie ergab sich zu $\varepsilon_\alpha = 0{,}59$.

Die α-Zählrate der Messung I (vgl. Tab. 1 und 3) betrug $N_\alpha = 9{,}49 \cdot 10^3 s^{-1}$. Die Zahl der auf den α-Zähler treffenden α-Teilchen ist daher $\frac{N_\alpha}{1 - \tau N_\alpha} \cdot \frac{1}{\varepsilon_\alpha} = 1{,}669 \cdot 10^4 s^{-1}$ (1)

$\tau = 3{,}7\ \mu s$ ist die gesamte Totzeit von Verstärker NE 5202 und Einkanaldiskriminator NE 5103 (vgl. Abb.3)

Die Anzahl der in den Raumwinkel Ω_1 (vgl. § 3 a) fliegenden mit diesen α-Teilchen koinzidenten Neutronen folgt hieraus zu

$$N_n = \frac{J_n}{J_\alpha} \cdot \frac{N_\alpha}{1 - \tau N_\alpha} \cdot \frac{1}{\varepsilon_\alpha} = 1{,}687 \cdot 10^4 s^{-1} \qquad (2)$$

Die gesamte Neutronenquellstärke N beträgt daher

$$N = \frac{N_n \cdot 4\pi}{\Omega_1} = 1{,}24 \cdot 10^7 s^{-1} \qquad (3)$$

d) Der Raumwinkel Ω_γ, unter dem der γ-Zähler von einem emittierenden Kern des Ringstreuers gesehen wird, berechnet sich in unserer Versuchsanordnung zu $\Omega_\gamma = 1{,}37 \cdot 10^{-2}$. Dieser Raumwinkel wurde auch experimentell bestimmt, indem ein (als punktförmig angenommenes) geeichtes RaD + Be - Neutronenpräparat an einen Punkt des Ringstreuers gebracht wurde. Dieses Neutronenpräparat sendet auch die 4,43 MeV-Strahlung von C^{12} aus (vgl. Abb.6), welche in den 64 Kanälen des M-Teiles des Analysators (vgl. § 2) analysiert wurde. Die Quellstärke des Präparats betrug zur Zeit der Messung $3{,}45 \cdot 10^4$ $\frac{\text{Neutronen}}{s}$ ± 15 %. Die γ-Quellstärke beträgt nur 60 % von diesem Wert [9], also $2{,}07 \cdot 10^4$ $\frac{\text{Quanten}}{s}$ ± 15 %.

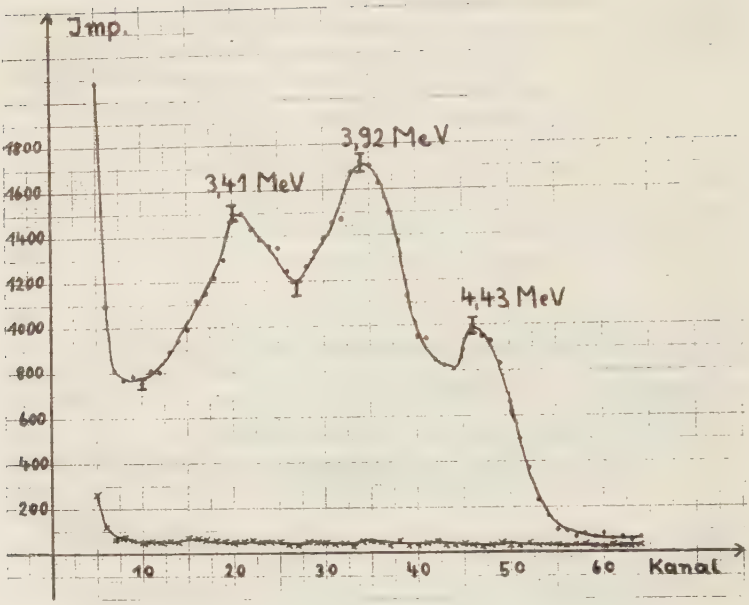


Abb. 6:
Zur Bestimmung des Raumwinkels Ω_2, unter dem der γ-Zähler von einem emittierenden Kern des Ringstreuers gesehen wird, wurde am Ort des Ringstreuers ein (punktförmiges) RaD + Be - Präparat angebracht. Die punktierte Kurve zeigt das registrierte Spektrum, die untere Kurve (x) den Nulleffekt. Die Summe der Impulse (abzüglich Nulleffekt) der Kanäle 10 bis 57 ergibt bei einer Meßzeit $1{,}33 \cdot 10^4$s eine Zählrate von 3,34 $\frac{\text{Imp.}}{\text{sec}}$

Das im NaJ(Tl)-Kristall registrierte γ-Spektrum (vgl. Abb. 2 und 6) zeigt neben dem 4,43 MeV Photopeak (1. angeregtes Niveau von C^{12}) den Paar I - Peak bei 3,92 MeV und den Paar II - Peak bei 3,41 MeV. Die Verstärkung der γ-Impulse wurde so eingerichtet, daß diese drei Peaks gerade in die für das γ-Spektrum zur Verfügung stehenden 64 Kanäle paßten. Es wird hierbei ein Energiebereich von etwa 3 bis 5 MeV erfaßt. Bei Auswertung der Messungen mußte also auf das "Peak-zu-Total"-Verhältnis $\frac{P_3}{T}$ korrigiert werden, wobei wir unter Peak P_3 alle drei Maxima verstehen.

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein auf den NaJ(Tl)-Kristall treffendes Quant im ausgeblendeten Energiebereich einen Zählimpuls auslöst, ist $\varepsilon_p = 0{,}16$. Sie setzt sich zusammen aus zwei Anteilen, nämlich aus der Nachweiswahrscheinlichkeit ε_t von 4,43 MeV-γ-Strahlung für unsere Versuchsanordnung und dem Peak-zu-Total-Verhältnis $\frac{P_3}{T}$. Es gilt $\varepsilon_p = \frac{P_3}{T} \cdot \varepsilon_t$ (4). Für ε_t ergab sich aus den Diagrammen des Handbuchs für Physik [10] der Wert $\varepsilon_t = 0{,}41$.

$\frac{P_3}{T}$ wurde folgendermaßen abgeschätzt: Das $\frac{P}{T}$ - Verhältnis für den 4,43 MeV-Peak allein beträgt nach Messungen von Hofmann $\frac{P}{T} = 12\ \%$. Die linearen Wirkungsquerschnitte von NaJ für Photoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung betragen nach [10] $\mu \approx 0$; $\sigma \approx 0{,}085\ cm^{-1}$ und $\varkappa = 0{,}041\ cm^{-1}$. Hiermit läßt sich $\frac{P_3}{T}$ näherungsweise schreiben:

$$\frac{P_3}{T} = \frac{P}{T} + \frac{\varkappa}{\varkappa + \sigma} \left(1 - \frac{P}{T} \right) = 40{,}6\ \% \qquad (5)$$

Mit diesen Überlegungen ergibt sich bei einer gemessenen γ-Zählrate von $3{,}34\ \frac{Imp}{s}$ der Wert

$$\Omega_z = \frac{4\pi \cdot 3{,}34\ s^{-1}}{2{,}07 \cdot 10^4\ s^{-1} \cdot 0{,}46} = 1{,}27 \cdot 10^{-2}$$

Dieser Wert Ω_z stimmt auf 7,6 % mit dem berechneten überein.

Folgende Hilfsrechnung wird benötigt:

e) Im Folgenden wird die Zahl der in der Graphitquelle erzeugten mit den α-Teilchen koinzidenten und auf den Ringstreuer treffenden 4,43 MeV γ-Quanten benötigt. Sie kann aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma^c_{n,n'\gamma}(\beta)$ berechnet werden. Er lautet nach Messungen von [6]:

$$\sigma^c_{n,n'\gamma}(14\ \text{MeV},\beta) = \left\{13{,}3 + 40\cos^2\beta - 34{,}1\cos^4\beta\right\}\frac{\text{mb}}{\text{sr}} \quad (6)$$

Durch Integration über den vom Ringstreuer erfaßten Winkelbereich $32 \leq \beta \leq 66^0$ (vgl. Abb.1) erhält man

$$\sigma^c_{\gamma}(14\ \text{MeV, RS}) = \int_{32^0}^{66^0} \sigma^c_{n,n'\gamma}(14\ \text{MeV},\beta)\cdot\sin\beta\cdot d\beta = 63{,}98\ \text{mb} \quad (7)$$

Die Anzahl der in der Eintrittstiefe x in der Quelle B noch vorhandenen direkt vom Target A kommenden Neutronen beträgt $N_n \cdot e^{-\sigma^c_T n_c x}$. Dabei ist $n_C = 0{,}85\cdot 10^{23}\text{cm}^{-3}$ die Zahl der Kohlenstoffkerne pro Volumen und $\sigma^c_T = 1{,}35$ b der totale Wirkungsquerschnitt von C^{12} für 14 MeV-Neutronen. Die Zahl der erzeugten und auf den Ringstreuer treffenden γ-Quanten ist dann

$$N_{\gamma,\text{koinz}} = \int N_n n_c \sigma^c_\gamma(14\text{MeV, RS})\cdot dx\cdot e^{-\sigma^c_T n_c x} = N_n \frac{\sigma^c_\gamma(14\text{MeV,RS})}{\sigma^c_T}\left(1-e^{-\sigma^c_T n_c d_1}\right); \quad (8)$$

wobei $d_1 = 6$ cm die Dicke der Quelle ist. Einsetzen der Zahlenwerte ergibt $N_{\gamma,\text{koinz}} = 398\ s^{-1}$.

Auf die Quelle B treffen auch Neutronen, die nicht koinzident mit den α-Teilchen sind, weil der Querschnitt des Kegels bei B, in den die koinzidenten Neutronen fliegen, kleiner als der Querschnitt der Quelle bei B ist (vgl. Abb.1). Ihre Anzahl wurde berechnet aus

$$N_{\gamma,\text{nichtk.}} = \frac{N}{4\pi}\left\{\Omega_2\left(1-e^{-\sigma^c_T n_c d_2}\right)\frac{\sigma^c_\gamma(14\text{MeV,RS})}{\sigma^c_T} + \sum_\nu \Omega_{3\nu}\left(1-e^{-\sigma^c_T n_c d_{3\nu}}\right)\frac{\sigma^c_\gamma(14\text{MeV},0^0)}{\sigma^c_T}\right\}; \quad (9)$$

Die Raumwinkel Ω_2 und Ω_3 sind in Abb. 7 erklärt. $\sigma^c_\gamma(14\ \text{MeV},0^0)$ ergibt sich für $\beta = 0$ aus (6) zu 33,8 mb. Bei der Berechnung von $N_{\gamma,\text{nichtk.}}$ wurden durch die Summation die verschiedenen von den Neutronen durchsetzten Quellendicken $d_{3\nu}$ berücksichtigt. Durch Einsetzen der Zahlenwerte folgt:

$N_{\gamma,\text{nichtk.}} = 1{,}72\cdot 10^4 s^{-1}$ und $\dfrac{N_{\gamma,\text{nichtk.}}}{N_{\gamma,\text{koinz.}}} = 43{,}2$

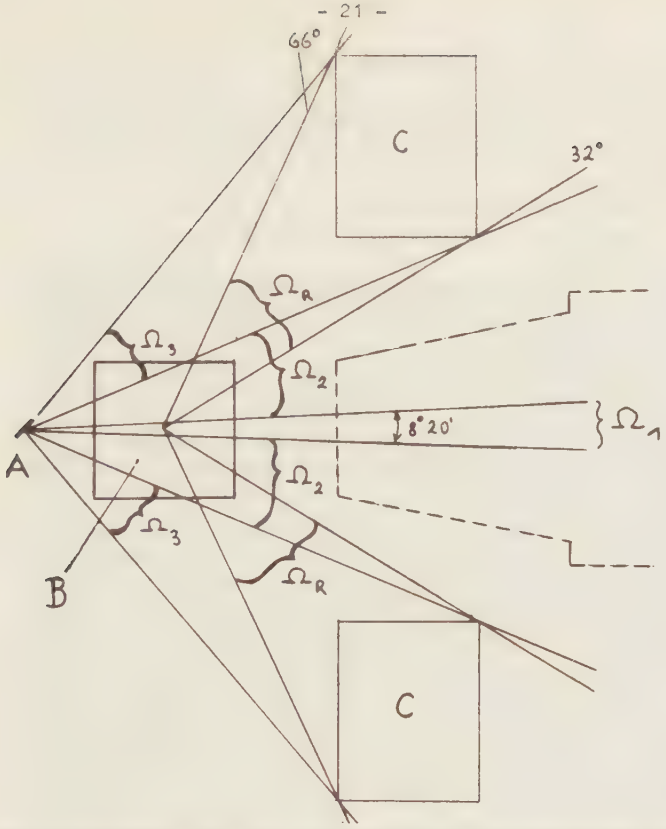


Abb.7: Erklärung der bei der Berechnung des Meßeffekts benötigten Raumwinkel.

Ω_1: Raumwinkel, in den die mit den α-Teilchen koinzidenten Neutronen fliegen (vgl. § 3, 5). Ω_1 ist bestimmt durch die empfindliche Fläche des Halbleiterzählers und den Abstand α-Zähler - Target.

Ω_2: Nichtkoinzidente Neutronen können in den Ringstreuer C gestreut werden (vgl. § 3, 12)

Ω_3: Direkt vom Target A kommende nichtkoinzidente Neutronen erzeugen im Ringstreuer C γ-Quanten (vgl.§ 3, 14)

Ω_R: Raumwinkel, unter dem der Ringstreuer C von einem emittierenden Kern der Quelle B gesehen wird.

Schließlich wurden die in Tabelle 1 aufgeführten Messungen durchgeführt:

I) Messung der Koinzidenzen zwischen α-Teilchen und γ-Quanten mit Graphitquelle GQ und Graphitringstreuer GRS.

II) Messung der Koinzidenzen zwischen α-Teilchen und γ-Quanten mit Vergleichsquelle VQ und Graphitringstreuer GRS.

III) Messung der Koinzidenzen zwischen α-Teilchen und γ-Quanten mit Graphitquelle GQ und Vergleichsringstreuer VRS.

Die bei den Messungen I, II und III auftretenden Prozesse sind in Tabelle 1 getrennt nach koinzidenten (Prozesse 1) bis 8) und nichtkoinzidenten Ereignissen (Prozesse 9) bis 17) eingetragen. Wie erwähnt, wurden die γ-Impulse dem F-Teil (Ordinate, 64 Kanäle), die des α-Zählers dem M-Teil (Abszisse, 16 Kanäle) des zweidimensionalen Analysators zugeführt. Auf diese Weise konnten das γ-Spektrum, das α-Spektrum und die Koinzidenzen zwischen ihnen gleichzeitig gemessen werden. Die so erhaltenen γ-Spektren zeigt Abb.2. Das α-Spektrum wurde noch in einer Einzelmessung mit 32 Kanälen analysiert. Das Ergebnis zeigt Abb. 8. Das Spektrum besteht aus einer monoenergetischen Linie. Die bei der d-T-Reaktion entstehenden 3,5 MeV-α-Teilchen werden beim Durchgang durch die Zählerabdeckung auf etwa 1,1 MeV abgebremst.

Die Prozesse 1 bis 17 in Tabelle 2 sind alle proportional der α-Zählrate (Deuteronenstrom). Der von der α-Zählrate unabhängige Nulleffekt (vgl. unten 17) kann vernachlässigt werden.

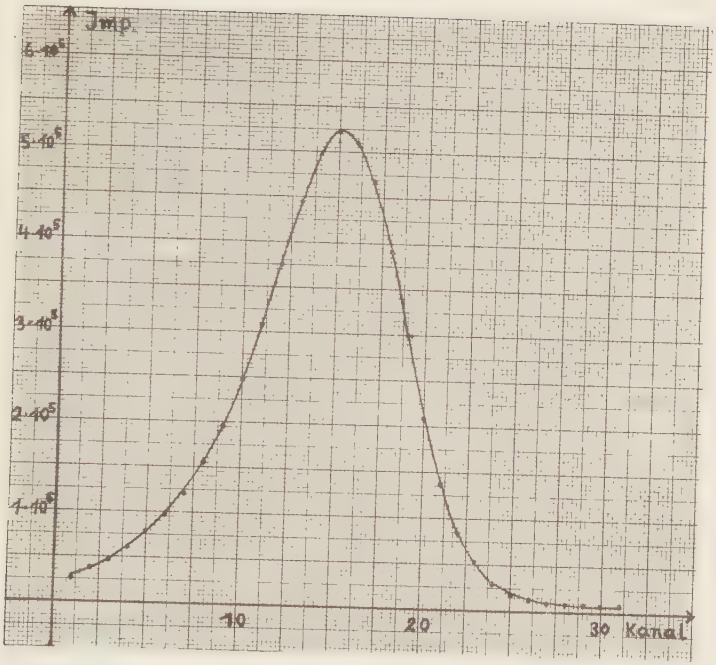


Abb. 8:
Spektrum der bei der d-T-Reaktion erzeugten α-Teilchen

1) Mit der vorliegenden Arbeit sollte Resonanzfluoreszenz an C^{12} nachgewiesen werden. Die theoretische Berechnung, welche ausführlich in § 5 behandelt wird, zeigt jedoch, daß die Resonanzfluoreszenz vor allem von den Prozessen 5), 12) und 14) überdeckt wird.

2) Bei der Abschätzung der elastischen Streuung ist die Raleigh-Streuung und die Thomson-Streuung zu berücksichtigen. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Raleigh-Streuung [11] lautet

$$\sigma_R(\Theta) = 8{,}67 \cdot 10^{-33} \cdot Z^3 \left(\frac{m_0 c^2}{\varepsilon_\gamma}\right) \frac{1}{2}\left(1+\cos^2\Theta\right)\left(\sin^3\tfrac{1}{2}\Theta\right)^{-1} \frac{cm^2}{sr} \; ; \qquad (10)$$

der für Thomson-Streuung [11]

$$\sigma_{Th}(\Theta) = 2{,}39 \cdot 10^{-32}\left(\frac{Z^4}{A^2}\right) \cdot \frac{1}{2}\left(1+\cos^2\Theta\right) \frac{cm^2}{sr} \; ; \qquad (11)$$

Die Zahl der durch Raleigh-Streuung in den γ-Zähler gelangenden koinzidenten γ-Quanten beträgt dann bei einem mittleren Streuungswinkel von $\Theta = 64^0$ (vgl. Abb.1)

$$N_R \approx N_{\gamma,koinz} \cdot n d \int_{Zähler} \sigma_R(\Theta)\, d\Omega = 3{,}2 \cdot 10^{-8}\, s^{-1} \qquad (12)$$

wo d = 6 cm die Dicke des Ringstreuers ist. Bei einer genauen Berechnung von N_R müßten wieder die verschiedenen von der Strahlung durchsetzten Ringstreuerdicken berücksichtigt werden.

Die entsprechende Zahl der durch Thomsonstreuung in den γ-Zähler gelangenden koinzidenten γ-Quanten beträgt

$$N_{Th} \approx N_{\gamma,koinz} \cdot n d \int_{Zähler} \sigma_{Th}(\Theta)\, d\Omega = 3{,}6 \cdot 10^{-7}\, s^{-1} \qquad (13)$$

Die elastische Streuung von nichtkoinzidenten γ-Quanten am Ringstreuer ist zwar um den Faktor $\frac{N_{\gamma,nichtk.}}{N_{\gamma,koinz}} = 43{,}2$ größer, erzeugt aber im Analysator nur zufällige Koinzidenzen. Elastische Streuung, d.h. die Prozesse $N_{1,2}$ und $N_{1,10}$ können bei einer Meßzeit von jeweils etwa 10^4s vernachlässigt werden. Dies gilt, wie man sich leicht überlegt, auch für $N_{3,2}$ und $N_{3,10}$.

Bei Messung II (mit Vergleichsquelle, SiO_2) werden durch inelastische Streuung von Neutronen im Sauerstoff die Niveaus bei 6,13 MeV, 6,92 MeV und 7,12 MeV zu γ-Emission angeregt [12]. Da im Analysator, wie bereits erwähnt, nur γ-Strahlung von 3 MeV bis 5 MeV registriert wird, liefert elastische Streuung zu $N_{2,2}$ und $N_{2,10}$ keinen Beitrag.

3) Die in den γ-Zähler gelangende, am Ringstreuer comptongestreute Strahlung besitzt im Fall der 4,43 MeV-Strahlung von C^{12} die Energie 0,754 MeV und im Fall der 6,13 MeV, 6,92 MeV bzw. 7,12 MeV Strahlung von O^{16} die Energie 0,792 MeV, 0,804 MeV bzw. 0,807 MeV. Die comptongestreute Strahlung wird also nicht registriert, weil die im Zähler erzeugten Zählimpulse nicht in das vom Analysator ausgeblendete Impulshöhenintervall fallen. Alle Comptonprozesse $N_{1,3}$, $N_{2,3}$, $N_{3,3}$ bzw. $N_{1,11}$, $N_{2,11}$, $N_{3,11}$ können unberücksichtigt bleiben.

4) Der Bleikonus von 50 cm Länge in der Versuchsanordnung Abb.1 schwächt den auf den NaJ-Kristall einfallenden Neutronenfluß einerseits um den Faktor $1,1 \cdot 10^{-4}$, andererseits die direkt von der Quelle kommende γ-Strahlung um den Faktor $0,5 \cdot 10^{-10}$. $N_{1,4}$, $N_{2,4}$ und $N_{3,4}$ bzw. $N_{1,7}$, $N_{2,7}$ und $N_{3,7}$ haben sehr kleine Zählraten, die sich bei Differenzbildung herausheben.

5) Prozess 5 ist etwa $7,4 \cdot 10^3$ mal häufiger als Resonanzfluoreszenz und kann diese vortäuschen. Bei der Differenzbildung Messung I - Messung II gleichen sich $N_{1,5}$ und $N_{2,5}$ nur dann aus, wenn Graphitquelle und Vergleichsquelle einander genau gleich sind. Wir betrachten zunächst Messung I. $N_{1,5}$ setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

   a) Elastische Streuung von Neutronen aus der Quelle und Erzeugung von 4,43 MeV-Quanten im Ringstreuer
   b) Inelastische Streuurg von Neutronen in der Quelle und nochmalige Erzeugung von 4,43 MeV-Quanten im Ringstreuer.

a) Die Zahl der auf die Quelle treffenden monoenergetischen Neutronen beträgt $N_n = 1{,}687 \cdot 10^4 s^{-1}$. Der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung von 14 MeV-Neutronen an C^{12} wurde der Arbeit von Tesch [5] entnommen. Nach Umrechnung des dort angegebenen Wertes vom Schwerpunktssystem ins Laborsystem erhält man für einen Streuwinkel von 50° (vgl. Abb. 1)

$\sigma^c_{nn}(50^\circ) = 23{,}3 \frac{mb}{sr}$. (Die Umrechnung erfolgt mit Hilfe der Gleichungen (41) (42) aus § 5 und $\gamma = 0{,}083$). Die Zahl der in den Ringstreuer gestreuten Neutronen beträgt dann

$$N_n \frac{\sigma^c_{nn}(50^\circ)}{\sigma^c_T}\left(1 - e^{-\sigma^c_T n_c d_1}\right)\Omega_R \quad ; \qquad (14)$$

dabei ist Ω_R der vom Ringstreuer erfaßte Raumwinkel, $\sigma^c_T = 1{,}35$ b der totale Wirkungsquerschnitt von C^{12} für 14 MeV-Neutronen, $n_C = 0{,}85 \cdot 10^{23}$ cm^{-3} die Anzahl der Kohlenstoffatome pro Volumen, $d_1 = 6$ cm die Quellendicke.

Die Energie der am Kohlenstoff unter 50° elastisch gestreuten Neutronen folgt aus Gleichung (44), die im § 5 näher erklärt ist, zu 13,1 MeV, wenn man unten in (44) $Q = 0$ setzt und $m_{n'}$ durch m_{C^*} ersetzt und umgekehrt. Nun nimmt der integrierte Wirkungsquerschnitt σ^c_γ für die Erzeugung von 4,43 MeV-γ-Strahlung nach [6] mit abnehmender Neutronenenergie zu (vgl. Abb. 9). Bei der Neutronenenergie 13,1 MeV beträgt er $\sigma^c_\gamma \approx 310$ mb, während er bei 14 MeV $\sigma^c_\gamma = 249 \pm 28$ mb ist. Nimmt man an, daß sich die Winkelverteilung der γ-Quanten mit abnehmender Neutronenenergie annähernd gleich bleibt, dann lautet der differentielle Wirkungsquerschnitt in diesem Fall

$$\sigma^c_{n,n'\gamma}(13{,}1\ \text{MeV};\beta) = \frac{310}{249}\,\sigma^c_{nn'\gamma}(14\ \text{MeV},\beta) =$$

$$\frac{310}{249}\left\{13{,}3 + 40\cos^2\beta - 34{,}1\cos^4\beta\right\}\frac{mb}{sr} \qquad (15)$$

Der Winkel β, unter dem die im Ringstreuer erzeugten Quanten den γ-Zähler treffen, beträgt etwa 64° (vgl. Abb. 1). Durch Integration über den Raumwinkel Ω, der den γ-Zähler erfaßt erhält man

$$\sigma^c_\gamma(13{,}1\,\text{MeV}, 64^\circ) = \frac{310}{249}\int_{60^\circ 32'}^{67^\circ 22'} \sigma^c_{nn'\gamma}(14\,\text{MeV},\beta)\,d\Omega = 16{,}37\,mb \qquad (16)$$

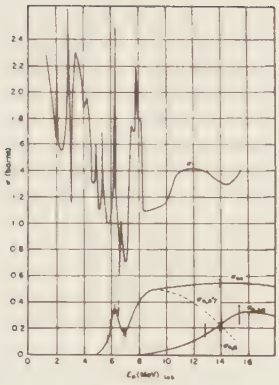


Abb. 9:
Wirkungsquerschnitt
(in unserer Bezeichnungsweise $\sigma_\gamma^c(E_n) = \int_{4\pi} \sigma_{n,n'\gamma}^c(E_n,\beta)\,d\Omega$)
als Funktion der Energie der Neutronen. Entnommen aus [6]

Mit diesen Überlegungen folgt für den Anteil a von $N_{1,5}$:

$$N_{1,5\,el} = N_n \frac{\sigma^c_{nn'}(50°)}{\sigma^c_T}\left(1-e^{-\sigma^c_T n_c d_1}\right)\sum_\nu \Omega_{R\nu}\frac{\sigma^c_\gamma(13{,}1\,\mathrm{MeV},64°)}{\sigma^c_T}\left(1-e^{-\sigma^c_T n_c d_{R\nu}}\right)\frac{\Omega_z}{\Omega}\,; \quad (17)$$

Die Summation erstreckt sich wieder über verschiedene Ringbereiche des Ringstreuers mit den zugehörigen Raumwinkeln $\Omega_{R\nu}$ und den zugehörigen Ringstreuerdicken $d_{R\nu}$. Der Bruchteil der im Ringstreuer erzeugten γ-Quanten, die den γ-Zähler treffen, beträgt $\frac{\Omega_z}{\Omega} = 2{,}04 \cdot 10^{-2}$.

b) Analog zu (17) ergibt sich der Anteil b von $N_{1,5}$ zu:

$$N_{1,5\,inel} = N_n \frac{\sigma^c_{nn'}(50°)}{\sigma^c_T}\left(1-e^{-\sigma^c_T n_c d_1}\right)\sum_\nu \Omega_{R\nu}\frac{\sigma^c_\gamma(8{,}76\,\mathrm{MeV},64°)}{\sigma^c_T}\left(1-e^{-\sigma^c_T n_c d_{R\nu}}\right)\frac{\Omega_z}{\Omega}\,, \quad (18)$$

Der Wirkungsquerschnitt für inelastische Streuung unter 50° wurde wieder der Arbeit von Tesch entnommen. Nach Umrechnung ins Laborsystem ergibt sich $\sigma^c_{nn'}(50°) = 21{,}6\ \frac{\mathrm{mb}}{\mathrm{sr}}$. Die Energie der inelastisch in den Ringstreuer gestreuten Neutronen folgt wieder aus Gleichung (44) zu 8,76 MeV, wenn man $Q = -4{,}43$ MeV setzt und $m_{n'}$ durch m_{c^*} ersetzt und umgekehrt. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von γ-Strahlung im Graphitringstreuer wurde mit den gleichen Annahmen analog zu (16) berechnet, er lautet $\sigma^c_\gamma(8{,}76\ \mathrm{MeV}, 64^\circ) = 26{,}41$ mb. Für σ^c_T wurde näherungsweise unabhängig von der Neutronenenergie der Wert 1,35 b gewählt.

Insgesamt ergibt sich also:

$$N_{1,5} = N_{1,5\,el} + N_{1,5\,inel} = N_n \frac{\Omega_z}{\Omega}\frac{\left(1-e^{-\sigma^c_T n_c d_1}\right)}{(\sigma^c_T)^2}\cdot$$

$$\cdot\left\{\sigma^c_{nn'}(50°)\,\sigma^c_\gamma(13{,}1\,\mathrm{MeV},64°) + \sigma^c_{nn'}(50°)\,\sigma^c_\gamma(8{,}76\,\mathrm{MeV},64°)\right\}\sum_\nu \Omega_{R\nu}\left(1-e^{-\sigma^c_T n_c d_{R\nu}}\right); \quad (19)$$

Durch Einsetzen der oben angegebenen Zahlenwerte und mit $\sum_\nu \Omega_{R\nu}\left(1-e^{-\sigma^c_T n_c d_{R\nu}}\right) = 1{,}117$ erhält man $N_{1,5} = 0{,}1\ \mathrm{s}^{-1}$.

Analog zu (19) ergibt sich bei Messung II:

$$N_{2,5} = N_n \frac{\Omega_z}{\Omega}\frac{\left(1-e^{-\sigma^{SiO_2}_T n_{SiO_2} d_1}\right)}{\sigma^{SiO_2}_T \cdot \sigma^c_T}\cdot$$

$$\cdot\left\{\sigma^{SiO_2}_{nn'}(50°)\,\sigma^c_\gamma(13{,}5\,\mathrm{MeV},64°) + \sigma^{SiO_2}_{nn'}(50°)\,\sigma^c_\gamma(6{,}28\text{-}7{,}34\,\mathrm{MeV},64°)\right\}\sum_\nu \Omega_{R\nu}\left(1-e^{-\sigma^c_T n_c d_{R\nu}}\right); \quad (20)$$

$n_{SiO_2} = 0{,}16 \cdot 10^{23} cm^{-3}$ ist die Zahl der SiO_2-Molekeln pro Volumen. $\sigma_T^{SiO_2} = 1{,}67$ b der totale Wirkungsquerschnitt von SiO_2, σ_γ^c (6,28-7,34 MeV, 64°) = 15,32 mb und σ_γ^c (13,5 MeV, 64°) = 13,99 mb.

$\sigma_T^{SiO_2}$ wurde aus den totalen Wirkungsquerschnitten von Si^{28} und O^{16} ermittelt. Sie betragen $\sigma_T^{Si} = 1{,}9$ b und $\sigma_T^{O} = 1{,}55$ b [13].

Bei der inelastischen Streuung werden die 6,05 MeV (keine γ-Emission), 6,13 MeV, 6,92 MeV und 7,12 MeV-Niveaus von O^{16} angeregt. Die in den Ringstreuer gestreuten Neutronen haben die Energien 7,34 MeV, 7,28 MeV, 6,51 MeV und 6,28 MeV. σ_γ^c wurde wieder aus [6] entnommen, wobei über die angegebenen Neutronenenergien gemittelt wurde.

Durch Einsetzen der bekannten Zahlenwerte in (20) folgt für den nachher benötigten Ausdruck

$$N_{2,5}/N_{1,5} = 9{,}91 \frac{sr}{b} \cdot \sigma_{nn'}^{SiO_2}(50°) + 9{,}05 \frac{sr}{b} \cdot \sigma_{nn}^{SiO_2}(50°) \qquad (21)$$

Bei Messung III entfällt $N_{3,5}$, da im Ringstreuer keine γ-Strahlung entsteht, die im γ-Zähler nachgewiesen wird.

6) Die Streuung von Neutronen aus dem Ringstreuer in den γ-Zähler, also die Prozesse $N_{1,6}$, $N_{2,6}$ und $N_{3,6}$ bzw. $N_{1,15}$, $N_{2,15}$ und $N_{3,15}$ bringen die größte Unsicherheit in die Messung, da sich die Zahl der auf den NaJ-Kristall treffenden Neutronen nur sehr schwer und ungenau berechnen läßt. Außer vom Ringstreuer werden Neutronen vom nahegelegenen Neutronengenerator, dem Versuchsaufbau und den nahen Zimmerwänden in den NaJ-Kristall gestreut. Weiter ist nicht bekannt, welche Prozesse im Kristall Impulse im Energiebereich von 3 bis 5 MeV auslösen.

7) $N_{1,7}$, $N_{2,7}$ und $N_{3,7}$ (Durchgang von Neutronen durch den Bleikonus in den Zähler) werden, wie bereits in 4) erwähnt, vernachlässigt. Außerdem kann noch angenommen werden, daß gilt $N_{1,7} \approx N_{2,7} \approx N_{3,7}$.

8) $N_{1,8}$, $N_{2,8}$ und $N_{3,8}$ können nicht berechnet werden, unterscheiden sich aber praktisch nicht, so daß sie bei Differenzbildung herausfallen.

Im folgenden werden nun die Prozesse, die im Analysator zufällige Koinzidenzen erzeugen, behandelt.

9) In der Graphitquelle werden auch nichtkoinzidente 4,43 MeV-Quanten erzeugt (vgl. § 3 e), welche am Graphitringstreuer resonant in den γ-Zähler gestreut werden können. Dieser Prozess wird ebenfalls in § 4 behandelt.

10) Elastische Streuung von nichtkoinzidenten γ-Quanten am Ringstreuer wird vernachlässigt (vgl. 2)

11) Comptonprozesse von nichtkoinzidenter γ-Strahlung liefern keinen Beitrag (vgl. 3)

12) Die Streuung von nicht mit den α-Teilchen koinzidenten Neutronen aus der Quelle in den Ringstreuer und Erzeugung von 4,43 MeV-Strahlung (also Prozesse $N_{1,12}$ und $N_{2,12}$) läßt sich ähnlich wie unter 5) berechnen. Es gilt:

$$N_{1,12} = \frac{N}{4\pi}\,\Omega_2\,\frac{\Omega_2}{\Omega}\,\frac{\left(1-e^{-\sigma_T^c n_c d_2}\right)}{\left(\sigma_T^c\right)^2}\cdot$$

$$\cdot\left\{\sigma_{nn}^c(50°)\,\sigma_\gamma^c(13{,}1\,\mathrm{MeV},64°)+\sigma_{nn'}^c(50°)\,\sigma_\gamma^c(8{,}76\,\mathrm{MeV},64°)\right\}\sum_{\mu}\Omega_{8\mu}\left(1-e^{-\sigma_T^c n_c d_{8\mu}}\right)_i \quad (22)$$

$$N_{2,12} = \frac{N}{4\pi}\,\Omega_2\,\frac{\Omega_2}{\Omega}\,\frac{\left(1-e^{-\sigma_T^{SiO_2} n_{SiO_2} d_2}\right)}{\sigma_T^{SiO_2}\cdot\sigma_T^c}\cdot$$

$$\cdot\left\{\sigma_{nn}^{SiO_2}(50°)\,\sigma_\gamma^c(13{,}5\,\mathrm{MeV},64°)+\sigma_{nn'}^{SiO_2}(50°)\,\sigma_\gamma^c(6{,}28\text{-}7{,}34\,\mathrm{MeV},64°)\right\}\sum_{\mu}\Omega_{8\mu}\left(1-e^{-\sigma_T^c n_c d_{8\mu}}\right)_i \quad (23)$$

Hierbei ist d_2 = 5,57 cm die mittlere von den Neutronen im Raumwinkel Ω_2 (vgl. Abb. 7) durchsetzte Quellendicke. Außerdem wurde der Ringstreuer für die Rechnung wieder in Ringzonen aufgeteilt, deren Beiträge aufsummiert wurden. In die Rechnung (vgl. unten) geht $N_{2,12}/N_{1,12}$ ein, es ergibt sich:

$$N_{2,12}/N_{1,12} = 9{,}85 \frac{sr}{b} \sigma_{nn'}^{SiO_2}(50^0) + 8{,}99 \frac{sr}{b} \sigma_{nn}^{SiO_2}(50^0) \quad (24)$$

Bei Messung III entstehen im Ringstreuer keine Quanten, die in dem vom Analysator ausgeblendeten Energiebereich registriert werden.

13) Dieser Prozess wurde unter 6) behandelt.

14) Auf den Ringstreuer treffen auch Neutronen, die direkt vom Target kommen. Sie durchlaufen dabei zum Teil die Quelle bevor sie den Ringstreuer erreichen. Es gilt:

$$N_{1,14} = \frac{N}{4\pi} \sum_n \Omega_{3n} \cdot e^{-\sigma_T^c n_c d_{3n}} \frac{\sigma_\gamma^c(14\,MeV, 64^0)}{\sigma_T^c} (1 - e^{-\sigma_T^c n_c d_{Rn}}) \frac{\Omega_z}{\Omega} \quad (25) \quad \text{und}$$

$$N_{2,14} = \frac{N}{4\pi} \sum_n \Omega_{3n} \cdot e^{-\sigma_T^{SiO_2} n_{SiO_2} d_{3n}} \frac{\sigma_\gamma^c(14\,MeV, 64^0)}{\sigma_T^c} (1 - e^{-\sigma_T^c n_c d_{Rn}}) \frac{\Omega_z}{\Omega}$$

Die Summation erfolgt wieder über einzelne Ringsbereiche mit den zugehörigen Raumwinkeln Ω_{3n}, Quellendicken d_{3n} und Ringstreuerdicken d_{Rn}. σ_γ^c(14 MeV, 64°) errechnet sich aus (6) zu 13,15 mb. Das Verhältnis $N_{2,14}/N_{1,14}$ ergibt sich zu $N_{2,14}/N_{1,14}$ = 1,04.
$N_{3,14}$ entfällt wieder (vgl. 12).

15) $N_{1,15}$, $N_{2,15}$ und $N_{3,15}$ (Streuung von Neutronen am Ringstreuer in den γ-Zähler) wurde bereits unter 6) behandelt.

16) Prozess 16 ist der durch die Neutronen erzeugte Raumuntergrund. Er ist proportional der Neutronenquellstärke N. Bei Normierung auf gleiche α-Zählraten kann man annehmen, daß $N_{1,16} \approx N_{2,16} \approx N_{3,16}$ ist. Bei Differenzbildung hebt sich dieser Effekt also heraus.

17) Im Energiebereich 3 MeV bis 5 MeV ist der normale Nulleffekt (erzeugt durch Höhenstrahlung usw.) sehr klein, so daß man ihn praktisch vernachlässigen kann. Außerdem ist $N_{1,17} \approx N_{2,17} \approx N_{3,17}$.

Bei der Auswertung der Messungen bilden wir die Differenzen (Messung I - Messung II) und (Messung II - Messung III). Im ersten Fall berechnet sich die zu erwartende Koinzidenzzählrate mit den Überlegungen 1) bis 17) zu

$$(K_I - K_{II})_{theor} = \left\{\varepsilon_\alpha \varepsilon_{P_3} \cdot f (N_{1,5} - N_{2,5}) + 2\tau \left(\frac{\alpha}{T}\right) \varepsilon_{P_3} \cdot f^2 \cdot \left[(N_{1,12} - N_{2,12}) + (N_{1,14} - N_{2,14})\right]\right\} \cdot t \; ; \quad (27)$$

im zweiten Fall zu

$$(K_{II} - K_{III})_{theor} = \left\{\varepsilon_\alpha \varepsilon_{P_3} \cdot f \cdot N_{2,5} + 2\tau \left(\frac{\alpha}{T}\right) \varepsilon_{P_3} \cdot f^2 \cdot \left[N_{2,12} + N_{3,14}\right]\right\} \cdot t \; ; \quad (28)$$

$2\tau \approx 3 \cdot 10^{-6}$ s ist das Auflösungsvermögen des Vielkanalanalysators, $\left(\frac{\alpha}{T}\right) = 9{,}6 \cdot 10^3 s^{-1}$, die dem Analysator zugeführten α-Impulse pro Sekunde (ermittelt aus α-Zählrate im Zählgerät (Abb. 3) und Totzeit des EKD).
$f = \frac{1}{1 + \tau_A \cdot \left(\frac{\alpha}{T}\right)} = 0{,}765$ berücksichtigt die Totzeit ($\tau_A = 32$ µs) des Analysators, welche praktisch nur durch die hohe α-Zählrate bestimmt ist und sowohl für den M-Teil als auch für den F-Teil des Analysators maßgebend ist. $t = 1{,}071 \cdot 10^4$ s ist die Meßzeit von Messung I, auf die alle Messungen (gleiche α-Zählrate) normiert wurden. ε_α und ε_{P_3} sind in § 3 erklärt. Durch Einsetzen der Zahlenwerte ergibt sich:

$$(K_I - K_{II})_{theor} = 0{,}773 \cdot 10^3 \, s \cdot (N_{1,5} - N_{2,5}) + 28{,}9 \, s \cdot (N_{1,12} - N_{2,12}) + 28{,}9 \, s \cdot (N_{1,14} - N_{2,14})$$

$$= 0{,}773 \cdot 10^3 \, s \cdot N_{1,5} \left(1 - \frac{N_{2,5}}{N_{1,5}}\right) + 28{,}9 \, s \left\{N_{1,5} \frac{N_{1,12}}{N_{1,5}} \left(1 - \frac{N_{2,12}}{N_{1,12}}\right) + N_{1,5} \frac{N_{1,14}}{N_{1,5}} \left(1 - \frac{N_{2,14}}{N_{1,14}}\right)\right\} ; \quad (29)$$

bzw. analog dazu:

$$(K_{II} - K_{III})_{theor} = 0{,}773 \cdot 10^3 \, s \cdot N_{1,5} \frac{N_{2,5}}{N_{1,5}} + 28{,}9 \, s \left\{N_{1,5} \frac{N_{2,12}}{N_{1,5}} + N_{1,5} \frac{N_{2,14}}{N_{1,5}}\right\} ; \quad (30)$$

Aus den Überlegungen 1) bis 17) folgen zusätzlich zu den bereits dort angegebenen Werten:

$N_{1,12}/N_{1,5} = 29{,}21$; (31) $\qquad N_{1,14}/N_{1,5} = 1288{,}24$; (32)

$N_{2,12}/N_{1,5} = 262{,}43 \frac{sr}{b} \cdot \sigma_{nn}^{SiO_2}(50^0) + 287{,}28 \frac{sr}{b} \cdot \sigma_{nn'}^{SiO_2}(50^0)$; (33)

$N_{2,14}/N_{1,5} = 1339{,}79$; (34)

Einsetzen der Gleichungen (31) bis (34) in (29) und (30) ergibt schließlich:

$(K_I - K_{II})_{theor} = 12{,}7 - 1458{,}33 \frac{sr}{b} \cdot \sigma_{nn}^{SiO_2}(50^0) - 1527{,}81 \frac{sr}{b} \cdot \sigma_{nn'}^{SiO_2}(50^0)$; (35)

und

$(K_{II} - K_{III})_{theor} = 3872 + 1457{,}99 \frac{sr}{b} \cdot \sigma_{nn}^{SiO_2}(50^0) + 1596 \frac{sr}{b} \cdot \sigma_{nn'}^{SiO_2}(50^0)$; (36)

Die beiden Gleichungen (35) und (36) werden in § 5 mit den Meßergebnissen in Tabelle 3 verglichen und diskutiert. Mit ihrer Hilfe ist eine Abschätzung der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{nn}^{SiO_2}(50^0)$ und $\sigma_{nn'}^{SiO_2}(50^0)$ möglich.

§ 4 Resonanzfluoreszenz am 4,43 MeV-Niveau von C^{12}

a) γ-Quelle

Bei einem Experiment, bei dem die resonant gestreuten Quanten gemessen werden (Streuexperiment), muß man zur Auswertung das Energiespektrum der auf den Ringstreuer fallenden γ-Quanten kennen, d.h. $N(E_r)$, die Zahl der γ-Quanten pro eV an der Resonanzstelle E_r. Die Kenntnis von $N(E_r)$ ist nicht erforderlich bei einem Selbstabsorptionsexperiment. Bei unserem Experiment konnte wegen zu geringer γ-Quellstärke kein solches durchgeführt werden.

Das Energiespektrum läßt sich darstellen durch $N(E_r) = F(E_r)\, N_{\gamma,koinz}$ (37), wo $N_{\gamma,koinz}$ die gesamte mit den α-Teilchen koinzidente Anzahl Quanten, die pro Sekunde auf

den Ringstreuer GRS fällt, bedeutet. $F(E_r)$ gibt hierbei den Bruchteil der einfallenden Quanten an, der im Energieintervall 1 eV um die Resonanzstelle E_r liegt. $F(E_r)$ wird erhalten durch eine Summation $F(E_r) = \sum F(E_r, \beta)$ (38) über den vom Ringstreuer erfaßten Winkelbereich, wobei $F(E_r, \beta)$ den Bruchteil der unter dem Winkel β zur Neutroneneinfallsrichtung fliegenden γ-Quanten angibt, der in dem Energieintervall 1 eV um die Resonanzstelle E_r liegt. Im folgenden soll nun $F(E_r, \beta)$ berechnet werden.

$F(E_r, \beta)$ kann als Produkt geschrieben werden, es gilt:

$F(E_r, \beta) = w(\phi) \sin\phi \cdot d\phi \cdot w(E_r)$ (39). Hierbei ist $w(\phi) \sin\phi \cdot d\phi$ die Wahrscheinlichkeit, daß der Rückstoßkern C^{12} unter dem Winkel ϕ bis $\phi + d\phi$ fliegt. $w(E_r)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß dieser Kern ein γ-Quant mit der Energie $E_r = E_0 + \frac{E_0^2}{2mc^2}$ (40) aussendet und deshalb resonant gestreut werden kann. Dies ist der Fall bei Emission des Quants unter dem Winkel α_r relativ zur Flugrichtung des Rückstoßkerns. α_r läßt sich aus Gleichung (53) berechnen, wenn man $E_\gamma(\beta) = E_r$ setzt. Es ergibt sich:

$$\cos\alpha_r = \frac{E_0}{\sqrt{2m_{c^{12}} \cdot E_{c^{12}}} \cdot c} \qquad (41)$$

Für den Winkel β gilt: $\beta = \phi + \alpha$ (vgl. Abb. 10)

Zur Berechnung von $F(E_r, \beta)$ macht man folgende Annahmen:

a) Die Rückstoßkerne sollen praktisch keine Energie durch Stöße mit anderen Kernen verloren haben, bevor das γ-Quant emittiert wird.
b) Die Winkelverteilung der inelastisch gestreuten Neutronen und damit die der Rückstoßkerne sei isotrop im Schwerpunktssystem (Abb. 11)
c) Die Winkelverteilung der γ-Strahlung relativ zu den Rückstoßkernen sei isotrop.

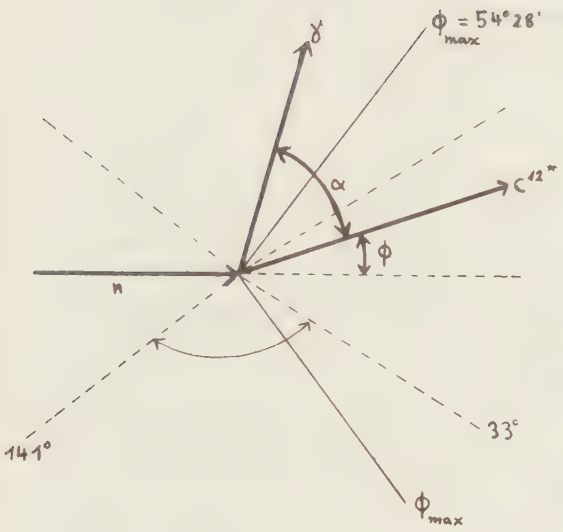


Abb. 10:
Definition des Winkels $\beta = \varphi + \alpha$
Die Rückstoßkerne fliegen alle in den Vorwärtskegel mit dem Öffnungswinkel $2\varphi_{max}$. Nur im gestrichelt eingezeichneten Winkelbereich gibt es γ-Quanten, die Resonanzfluoreszenz erzeugen können.

Die Annahme a) ist bei Festkörpern im allgemeinen für Lebensdauern $\leq 4 \cdot 10^{-14}$s erfüllt. Die Dopplerverbreiterung erreicht dann ihren vollen Wert unabhängig vom Targetmaterial. Das 1. angeregte Niveau von C^{12} bei 4,43 MeV besitzt eine Lebensdauer von 3,3 bis 6,6 $\cdot 10^{-14}$s. Spielt die Abbremsung der Rückstoßkerne vor der Emission der γ-Quanten eine wesentliche Rolle, dann kann $F(E_r,\beta)$ nicht mehr berechnet werden. Die Abbremsung führt teils zu einer Erhöhung, teils zu einer Erniedrigung des Wertes von $F(E_r,\beta)$ gegenüber dem mit den Annahmen a), b) und c) errechneten [14].

Aus der Annahme b) folgt: $\sigma_{LS}(\Phi)\cdot\sin\Phi\cdot d\Phi = \sigma_{CM}(\varphi)\cdot\sin(\varphi)\cdot d\varphi$; (41)
mit $\sigma_{CM}(\varphi) = \sigma_{CM} = \text{const.}$ $\sigma_{LS}(\Phi)$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen im Laborsystem, σ_{CM} der im Schwerpunktssystem. Φ ist der Streuwinkel im Labor-, φ der entsprechende im Schwerpunktsystem (Abb. 11). Φ und φ sind verknüpft durch die Beziehung

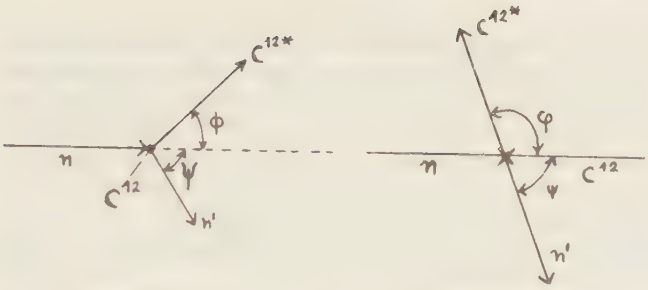
$$\operatorname{tg}\Phi = \frac{\sin\varphi}{\gamma+\cos\varphi} \qquad (42) \quad \text{mit} \quad \gamma = \left(\frac{m_n m_{C^*} \cdot E_n}{m_n[(m_n+m_c)Q + m_c E_n]}\right)^{1/2}; \quad (43)$$

Die Bezeichnung ist in Abb. 11 erläutert. Für die Reaktion C^{12} (n,n') C^{12*} ergibt sich $\gamma = 1{,}229$.
Gleichung (42) ist in Abb. 12 graphisch dargestellt. Man erkennt: alle Rückstoßkerne liegen innerhalb eines Kegels in Vorwärtsrichtung mit dem Öffnungswinkel $2\Phi_{max} = 2\cdot(54^{\circ}28')$
Ihre Energie $E_{C^*}(\Phi)$ folgt aus der Gleichung:

$$(m_{n'}+m_{C^*})\cdot E_{C^*}^{1/2}(\Phi) = (m_n m_{C^*} E_n)^{1/2}\cdot\cos\Phi \pm \left\{m_n m_{C^*} E_n\cdot\cos^2\Phi + (m_{n'}+m_{C^*})\left[m_{n'}Q + (m_{n'}-m_n)E_n\right]\right\}^{1/2}; \quad (44)$$

bzw. nach Einsetzen der Massenzahlen

$$13\cdot E_{C^*}^{1/2}(\Phi) = (12\cdot E_n)^{1/2}\cdot\cos\Phi \pm \left\{12\cdot E_n\cdot\cos^2\Phi + 13\,Q\right\}^{1/2};$$



Laborsystem Schwerpunktsystem

Abb. 11: Streuung von Neutronen an C^{12}
Definition der auftretenden Winkel, Bezeichnung:
Neutron: Masse m_n ; Kern C^{12} : Masse m_c
gestreutes Neutron: Masse $m_{n'}$; Rückstoßkern: Masse $m_{c'}$

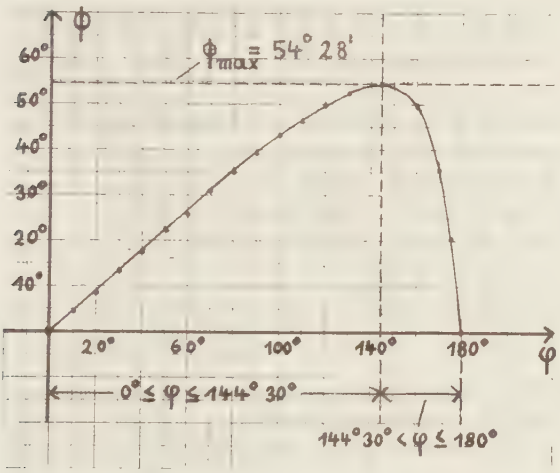


Abb. 12: Graphische Darstellung von $\operatorname{tg}\phi = \frac{\sin\varphi}{6+\cos\varphi}$
vgl. auch Abb. 11

$Q = -4{,}43$ MeV ist die Energie des 1. angeregten Zustandes von C^{12}. Das positive Vorzeichen vor der geschweiften Klammer in Gleichung (44) gehört zu den Rückstoßkernen, deren Streuwinkel φ im Schwerpunktsystem $0 \leq \varphi \leq 144^{\circ}30'$ ist, das negative Vorzeichen zu den Kernen mit $144^{\circ}30' \leq \varphi \leq 180^{\circ}$ (vgl. Abb. 12).

90,7 % der Rückstoßkerne im Vorwärtskegel stammen aus dem Winkelbereich $0 \leq \varphi \leq 144^{\circ}30'$, aus dem Winkelbereich $144^{\circ}30' \leq \varphi \leq 180^{\circ}$ stammen 9,3 %.

Aus (41) und (42) folgt unter Berücksichtigung der beiden eben erklärten Gruppen von Rückstoßkernen für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{LS}(\Phi) = \sigma_{CM} \; f(\Phi) \qquad (45)$$

wobei

$$f(\Phi) = \left\{0{,}907\, f_1(\Phi) + 0{,}093\, f_2(\Phi)\right\} \qquad (46)$$

ist und

$$f_1(\Phi) = \left(\sqrt{1-\gamma^2\cdot\sin^2\Phi} + \gamma\cdot\cos\Phi\right)^2 \Big/ \sqrt{1-\gamma^2\cdot\sin^2\Phi} \qquad (47)$$

und

$$f_2(\Phi) = \left(\sqrt{1-\gamma^2\cdot\sin^2\Phi} - \gamma\cdot\cos\Phi\right)^2 \Big/ \sqrt{1-\gamma^2\cdot\sin^2\Phi} \qquad (48)$$

Aus den Gleichungen (45) bis (48) folgt schließlich für die Wahrscheinlichkeit, daß der Rückstoßkern im Winkelbereich Φ bis $\Phi + d\Phi$ liegt:

$$w(\Phi)\sin\Phi\cdot d\Phi = \frac{\sigma_{LS}(\Phi)\,d\Omega}{\sigma_T} \qquad (49)$$

wobei

$$\sigma_T = \int \sigma_{LS}(\Phi)\cdot d\Omega \qquad (50)$$

ist.

Einsetzen von (45) und (50) in Gleichung (49) ergibt

$$w(\Phi)\cdot\sin\Phi\cdot d\Phi = \frac{f(\Phi)\cdot\sin\Phi\cdot d\Phi}{\int f(\Phi)\cdot\sin\Phi\cdot d\Phi}\;; \qquad (51)$$

wobei gilt:

$$\int_{0^{\circ}}^{180^{\circ}} w(\Phi)\cdot\sin\Phi\cdot d\Phi = 1\;; \qquad (52)$$

Die Energie der γ-Quanten, die unter dem Winkel β zur Einfallsrichtung der 14 MeV-Neutronen fliegen, beträgt:

$$E_\gamma(\beta) = E_\gamma(\Phi,\alpha) = E_0 - \frac{E_0^2}{2\,m_{C^*}\cdot c^2} + \frac{\sqrt{2}}{\left(\sqrt{m_{C^*}}\cdot c\right)}\cdot E_{C^*}^{1/2}(\Phi)\,E_0\cdot\cos\alpha \qquad (53)$$

Bei unserem Experiment liegt α_r für alle möglichen Werte von $E_{C^*}(\Phi)$ zwischen 81° und 89°. Da die kinetische Energie der Rückstoßkerne $E_{C^*}(\Phi)$ groß ist im Vergleich zur Energieverschiebung $\Delta E = \frac{E_0^2}{m_{C^*}\cdot c^2}$, liegen die resonanzfähigen γ-Quanten also in einer ringförmigen Zone unter $\approx 90^{\circ}$ zum Vorwärtskegel

der Rückstoßkerne (Abb. 10). Die Zone erfaßt den Winkelbereich von etwa $33^{\circ} < \beta < 141^{\circ}$. Bei der Aufstellung des Ringstreuers wurde darauf geachtet, daß er sich innerhalb dieses Winkelbereichs befand.

Aus der Annahme c) folgt für die Wahrscheinlichkeit, daß das γ-Quant unter einem Winkel α bis $\alpha + d\alpha$ relativ zum Rückstoßkern ausgesandt wird $w(\alpha)\, d\alpha = \frac{1}{2} \sin\alpha\, d\alpha$ (54)
und aus (53)

$$\sin\alpha = -\frac{\sqrt{m_{c^*} \cdot c^2}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{E_{c^*}^{1/2}(\phi) \cdot E_0} \cdot \frac{dE_\gamma}{d\alpha} \qquad (55)$$

Da jedem Winkel α bei gegebenem $E_{c^*}(\phi)$ eindeutig eine Energie E_γ zugeordnet ist, ist die Wahrscheinlichkeit $w(\alpha)\, d\alpha$, daß ein Quant unter dem Winkel α bis $\alpha + d\alpha$ ausgesandt wird gleich der Wahrscheinlichkeit $w(E_\gamma)\, dE_\gamma$, daß das emittierte Quant die Energie E_γ bis $E_\gamma + dE_\gamma$ besitzt. Hieraus folgt durch Einsetzen von (55)

$$w(\alpha)d\alpha = w(E_\gamma)dE_\gamma = \left| \frac{1}{2} \frac{\sqrt{m_{c^*} \cdot c^2}}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{E_{c^*}^{1/2}(\phi) \cdot E_0} \right| \cdot dE_\gamma \qquad (56)$$

wobei $\int_{E_\gamma(\phi,0^\circ)}^{E_\gamma(\phi,180^\circ)} w(E_\gamma)\, dE = 1$ (57) ist.

Da $w(E_\gamma)$ unabhängig vom Winkel α ist, gilt $w(E_\gamma) = w(E_r)$; (58)
$w(E_r)$ ist umgekehrt proportional zu $E_{c^*}^{1/2}(\phi)$.

Für einen Rückstoßkern aus dem Winkelbereich $0 \leq \varphi \leq 144^{\circ}30'$ nennen wir die Wahrscheinlichkeit, daß ein resonanzfähiges γ-Quant ausgesandt wird, $w_1(E_r)$, für einen solchen aus dem Winkelbereich $144^{\circ}30' \leq \varphi \leq 180^{\circ}$, $w_2(E_r)$. Für $F(E_r,\beta)$ erhält man damit schließlich:

$$F(E_r,\beta) = w(\phi) \sin\phi\, d\phi \cdot w(E_r) =$$
$$= \left\{ 0{,}907\, w_1(\phi) \cdot \sin\phi\, d\phi \cdot w_1(E_r) + w_2(\phi) \cdot \sin\phi\, d\phi \cdot w_2(E_r) \right\} \qquad (59)$$

Durch Summation über den Winekelbereich, über den sich der Ringstreuer erstreckt, erhält man $F(E_r) = \sum F(E_r,\beta)$; In unserem Experiment mußte die Summation von $\beta = 33^{\circ}$ bis $\approx 74^{\circ}$ ausgeführt werden. Die Rechnung lieferte den Wert:
$F(E_r) = 0{,}9 \cdot 10^{-5}(eV)^{-1}$.

b) Abschätzung des Beitrages zum Meßergebnis

Die Zahl der in den γ-Zähler gelangenden resonant gestreuten und mit den α-Teilchen koinzidenten γ-Quanten pro sec lautet (zur Ableitung vgl. [15]):

$$N_{\gamma,\gamma} = \frac{\Omega_z}{4\pi} \cdot n_c \cdot N(E_r) \cdot e^{-\frac{\sigma_e' n_c d_R}{\cos\alpha_2}} \cdot \gamma\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right) ; \qquad (60)$$

$$\text{mit} \quad \gamma\left(\frac{\Gamma}{\Delta}\right) = \int \frac{\sigma_r(E)}{n_c\left\{\frac{\sigma_r(E)}{\cos\alpha_1} + \frac{\sigma_e}{\cos\alpha_1} - \frac{\sigma_e'}{\cos\alpha_2}\right\}} \left[1 - e^{-n_c\left\{\frac{\sigma_r(E)}{\cos\alpha_1} + \frac{\sigma_e}{\cos\alpha_1} - \frac{\sigma_e'}{\cos\alpha_2}\right\} d_R}\right] dE ; \qquad (61)$$

Hierbei ist:
$\sigma_r(E)$ der Wirkungsquerschnitt für Resonanzfluoreszenz,
σ_e der Absorptionsquerschnitt für 4,43 MeV-Strahlung,
σ_e' der Absorptionsquerschnitt für resonant gestreute Strahlung
d_R = 6 cm die Dicke des Ringstreuers.
Die Winkel α_1 und α_2 sind in Abb. 13 eingetragen.
Ω_z und n_c wurden bereits oben erklärt.

$N(E_r) = F(E_r) \cdot N_{\gamma,\text{koinz}}$ berechnet sich mit den Werten
$F(E_r) = 0{,}9 \cdot 10^{-5}$ (eV) und $N_{\gamma,\text{koinz}} = 398\ s^{-1}$ zu
$N(E_r) = 3{,}58 \cdot 10^{-3} s^{-1} \cdot (eV)^{-1}$.

Der Wirkungsquerschnitt für Resonanzfluoreszenz lautet

$$\sigma_r(E) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sigma_0 \frac{\Gamma}{\Delta} \cdot e^{-\left(\frac{E-E_r}{\Delta}\right)^2} \qquad (62) \quad \text{wo} \quad \sigma_0 = g \frac{\lambda^2}{2\pi} \qquad (63) \quad \text{ist.}$$

Der statistische Faktor $g = \frac{1 + 2I_e}{1 + 2I_g}$, wo I_e der Spin des angeregten und I_g der Spin des Grundzustandes ist, besitzt für C^{12} den Wert $g = 5$. ($I_e = 2^+$; $I_g = 0^+$)

λ ist die Wellenlänge der 4,43 MeV-Strahlung, Γ die Niveaubreite des 1. angeregten Zustandes und $\Delta = \frac{E}{c}\left(\frac{2kT_{eff}}{m_c}\right)^{1/2}$ seine thermische Breite. m_c ist die Masse des absorbierenden Kerns. Wie Lamb [16] gezeigt hat, kann man im Festkörper für die thermische Bewegung der absorbierenden Kerne eine Maxwell-Verteilung annehmen, nur muß man dann die Temperatur T durch eine "effektive Temperatur" T_{eff} ersetzen. Sie besitzt für Graphit den Wert $T_{eff} = 720^\circ K$. Hieraus folgt $\Delta = 14{,}8$ eV. Die

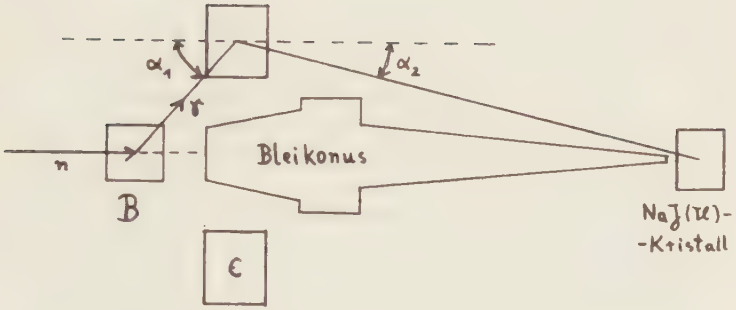


Abb. 13: Definition der Winkel α_1 und α_2

Niveaubreite des 4,43 MeV-Niveaus von C^{12} beträgt $1 \cdot 10^{-2}$eV bis $2 \cdot 10^{-2}$eV [1]

Der Absorptionsquerschnitt σ_e der Elektronenhülle kann im Bereich der Resonanzenergie E_r als konstant betrachtet werden, er besitzt den Wert $\sigma_e = 5{,}91 \cdot 10^{-25}\text{cm}^2$. Den Absorptionsquerschnitt (Comptonanteil) für die resonant gestreute Strahlung wählt man 20 % kleiner, da resonant gestreute Quanten auch erst nach mehrfacher Streuung im Graphitringstreuer in den γ-Zähler gelangen können ("Scattering in") [15], und erhält den Wert $\sigma'_e \approx 4{,}73 \cdot 10^{-25}\text{cm}^2$.

Mit diesen Angaben berechnet sich $N_{1,1}$ aus Gleichung (60) zu $N_{1,1} = 1{,}35 \cdot 10^{-5}\text{s}^{-1}$.

In der Graphitquelle werden, wie erwähnt, auch nicht mit den α-Teilchen koinzidente γ-Quanten erzeugt, die am Graphitringstreuer resonant in den γ-Zähler gestreut werden können und im Analysator zufällige Koinzidenzen erzeugen. Ihre Anzahl beträgt: $N_{1,9} = \frac{N_{\gamma,\text{nichtk.}}}{N_{\gamma,\text{koinz.}}} \cdot N_{1,1} = 58{,}32 \cdot 10^{-5} s^{-1}$.

Der Beitrag von $N_{1,1}$ ergibt sich, unter Berücksichtigung der Nachweiswahrscheinlichkeit des α-Zählers $\varepsilon_\alpha = 0{,}59$ und $\varepsilon_{P_3} = 0{,}16$ zu $N_{1,1}\varepsilon_\alpha\varepsilon_{P_3} = 1{,}27 \cdot 10^{-6} s^{-1}$. Bei einer Meßzeit von der Größenordnung 10^4s ergeben sich also $1{,}27 \cdot 10^{-2}$ Zählimpulse. Dieser Effekt ist für einen Nachweis zu klein.

Ein Weg, um Resonanzfluoreszenz mit Hilfe von (n,n'γ)-Prozessen zu beobachten, wäre folgender:
Das Meßergebnis rührt her vom verschiedenen Streuverhalten von Graphitquelle und Vergleichsquelle bzw. von Graphitringstreuer und Vergleichsringstreuer (vgl. § 3). Den Hauptanteil nehmen die zufälligen Koinzidenzen ein, dh. die nicht mit den α-Teilchen koinzidenten Prozesse. Durch Verwendung einer schnelleren Koinzidenzanordnung mit einem Auflösungsvermögen von einigen ns anstelle von 3 µs könnte man erreichen, daß echte und zufällige Koinzidenzen etwa gleich große Beiträge liefern.

Im Idealfall, wenn also Graphitquelle und Vergleichsquelle in ihrem Streuverhalten gegenüber den 14 MeV-Neutronen genau gleich wären, müßten sich die Beiträge aller Prozesse bis auf $N_{1,1}$ bei der Differenzbildung Messung I - Messung II herausheben. Dies läßt sich natürlich nicht erreichen, aber man könnte durch weitere Testmessungen versuchen, GQ und VQ einander noch besser anzugleichen. In unserem Experiment unterschieden sich $N_{1,14}$ und $N_{2,14}$ z.B. um etwa 4 % (vgl. § 3, 14).

Durch Wiederholung der Versuche in einem größeren Raum und Verwendung einer schnelleren Koinzidenz würde weiter der Einfluß der Prozesse 8 und 16 wesentlich kleiner werden. Dies würde gleichzeitig eine Vergrößerung der Neutronenquellstärke erlauben. Eine höhere Neutronenquellstärke ließe sich erhalten

durch Erhöhung des Deuteronenstromes und Verwendung eines Tritium-Targets mit einer Aktivität 15 C/(inch)^2 anstelle von 1 C/(inch)^2. Eine Erhöhung des Deuteronenstromes wäre bei Verwendung eines Targets mit höherer Aktivität wünschenswert. Insgesamt ließe sich etwa eine Erhöhung der Neutronenquellstärke um den Faktor 10^2 bis 10^3 erreichen (also 10^9 bis 10^{10} Neutronen pro sec statt wie bisher 10^7 Neutronen pro sec).

Weiter könnte man versuchen (falls ein größerer Raum zur Verfügung steht), die Versuchsgeometrie zu verbessern, indem man alle maßgeblichen Raumwinkel optimal aufeinander abstimmt. Würde man in unserer Versuchsanordnung z.B. den α-Zähler auf 2 cm dem Target nähern, den Ringstreuer direkt um die Quelle anbringen und den Bleikonus so abändern, daß Ω_γ ungefähr seinen bisherigen Wert beibehält, dann würde der im γ-Zähler zu erwartende Beitrag der Resonanzfluoreszenz nochmals um den Faktor 4 vergrößert werden. Bei einer Meßzeit von 10^4s könnte man mit obigen Annahmen $\approx$ 50 Zählimpulse erwarten.

Außer an C^{12} könnte man versuchen, Resonanzfluoreszenz am 1. bzw. 2. angeregten Niveau von B^{11} bei 2,14 MeV bzw. 4,46 MeV nachzuweisen. Am 2,14 MeV-Niveau wurde bereits mit der Reaktion $(p,p'\gamma)$ Resonanzfluoreszenz erzeugt [3], am 4,46 MeV-Niveau dagegen durch die Reaktion $N^{15}(p,\alpha\gamma)B^{11}$ [2]. Der Grundzustand von B^{11} besitzt den Spin $I_g = \frac{3}{2}^-$, der 1. angeregte Zustand den Spin $I_1 = \frac{1}{2}^-$ und die Lebensdauer $(4,7 \pm 0,6)\cdot 10^{-13}$s [3], der 2. angeregte Zustand den Spin $I_2 = \frac{5}{2}^-$ und die Lebensdauer $(1,2 \pm 0,2)\cdot 10^{-15}$s. Aus dem Wirkungsquerschnitt für Resonanzfluoreszenz (62) schätzt man unter Berücksichtigung des statistischen Faktors g, der Niveaubreite Γ, der thermischen Breite Δ (13,3 eV bei B^{11}, 14,8 eV bei C^{12}) und der Wellenlänge λ der γ-Strahlung ab, daß

σ_r (2,14 MeV) $\approx 6 \cdot \sigma_r$ (4,43 MeV) von Kohlenstoff bzw.

σ_r (4,46 MeV) $\approx 17 \cdot \sigma_r$ (4,43 MeV) von Kohlenstoff.

Unter den oben angegebenen Bedingungen müßte es also möglich sein, Resonanzfluoreszenz an B^{11} zu beobachten.

§ 5 Abschätzung des Wirkungsquerschnitts für elastische und inelastische Streuung von 14 MeV-Neutronen an Si^{28} und O^{16} bei einem Streuwinkel von 50°.

Bei unserer Versuchsgeometrie treten bei der Streuung der Neutronen von der Quelle in den Ringstreuer alle möglichen Streuwinkel auf. Um die ohnehin mühsamen Rechnungen etwas zu vereinfachen, haben wir bei den bisherigen Rechnungen den im Mittel am häufigsten auftretenden Streuwinkel von 50° zugrunde gelegt. Die direkt vom Target kommenden, auf den Ringstreuer treffenden nichtkoinzidenten Neutronen durchlaufen hierbei teilweise auch die Quelle (vgl. Prozess 14 in § 3). In diesem Fall tritt elastische und inelastische Streuung in Vorwärtsrichtung, also unter 0° auf. Der Beitrag zur Messung I lautet in Analogie zu den Rechnungen in § 3:

$$N_{1,14}(0^{\circ}) = \frac{N}{4\pi} \frac{\left\{ \sigma^{c}_{nn}(0^{\circ})\, \sigma^{c}_{\gamma}(14\,\mathrm{MeV}, 64^{\circ}) + \sigma^{c}_{nn'}(0^{\circ})\, \sigma^{c}_{\gamma}(9{,}44\,\mathrm{MeV}, 64^{\circ}) \right\}}{(\sigma^{c}_{T})^{2}} \frac{\Omega_{z}}{\Omega} \cdot$$

$$\cdot \sum_{n} \Omega_{3n} \left(1 - e^{-\sigma^{c}_{T} n_{c} d_{3n}}\right)\left(1 - e^{-\sigma^{c}_{T} n_{c} d_{an}}\right) ; \qquad (64)$$

$\sigma^{c}_{nn}(0^{\circ})$ bzw. $\sigma^{c}_{nn'}(0^{\circ})$ wurde wieder der Arbeit von Tesch entnommen. Nach Umrechnung ins Laborsystem ergibt sich:

$$\sigma^{c}_{nn}(0^{\circ}) = 775 \frac{\mathrm{mb}}{\mathrm{sr}} \quad \text{bzw.} \quad \sigma^{c}_{nn'}(0^{\circ}) = 57{,}3 \frac{\mathrm{mb}}{\mathrm{sr}} .$$

Die Energie der unter 0° inelastisch gestreuten Neutronen beträgt 9,44 MeV. Analog zu (16) folgt damit

$$\sigma^{c}_{\gamma}(9{,}44\ \mathrm{MeV}, 64^{\circ}) = 26{,}41\ \mathrm{mb}.$$

Mit $\frac{\Omega_{z}}{\Omega} \sum_{n} \Omega_{3n} \left(1 - e^{-\sigma^{c}_{T} n_{c} d_{3n}}\right)\left(1 - e^{-\sigma^{c}_{T} n_{c} d_{an}}\right) = 0{,}195 \cdot 10^{-2}$

erhält man $N_{1,14}(0^{\circ}) = 12{,}4\ s^{-1}$.

Der Beitrag zu Messung II lautet:

$$N_{2,14}(0^{\circ}) = \frac{N}{4\pi} \frac{\left\{ \sigma^{SiO_2}_{nn}(0^{\circ})\, \sigma^{c}_{\gamma}(14\,\mathrm{MeV}, 64^{\circ}) + \sigma^{SiO_2}_{nn'}(0^{\circ})\, \sigma^{c}_{\gamma}(\sim 7\,\mathrm{MeV}, 64^{\circ}) \right\}}{\sigma^{SiO_2}_{T} \cdot \sigma^{c}_{T}} \frac{\Omega_{z}}{\Omega} \cdot$$

$$\cdot \sum_{n} \Omega_{3n} \left(1 - e^{-\sigma^{SiO_2}_{T} n_{SiO_2} d_{3n}}\right)\left(1 - e^{-\sigma^{c}_{T} n_{c} d_{an}}\right) ; \qquad (65)$$

Nach Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts für elastische Streuung von 14,5 MeV-Neutronen an verschiedenen Elementen [17] zeigt sich, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt für alle verwendeten Elemente ähnliche Winkelabhängigkeit besitzt, aber mit zunehmendem Atomgewicht zunimmt. Aus diesem Grund verwendeten wir zur Abschätzung von $N_{2,14}(0^o)$ für $\sigma^{Si}_{nn}(0^o)$ den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma^{Al}_{nn}(0^o)$ für Aluminium und für $\sigma^{o}_{nn}(0^o)$ den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\sigma^{c}_{nn}(0^o)$. Nach Umrechnung ins Laborsystem und Mittelung folgt: $\sigma^{SiO_2}_{nn}(0^o) = 1069 \frac{mb}{sr}$.

Da $\sigma^{c}_{nn'}(0^o) / \sigma^{c}_{nn}(0^o) = 0{,}074$ ist, setzen wir $\sigma^{SiO_2}_{nn'}(0^o) \approx 0{,}074 \cdot \sigma^{SiO_2}_{nn}(0^o) = 79 \frac{mb}{sr}$. Mit diesen Werten und

$$(\Omega_2/\Omega)\cdot\sum_n \Omega_{3n}(1-e^{-\sigma_T^{SiO_2} n_{SiO_2} d_{3n}})(1-e^{-\sigma_T^{c} n_c d_{2n}}) = 0{,}141\cdot 10^{-2}$$

erhält man $N_{2,14}(0^o) = 9{,}2\ s^{-1}$.

Bei Berücksichtigung der Streuung unter 0^o kommt zu (35) (Differenz Messung I - Messung II) der Beitrag $2\tau\cdot(\frac{\alpha}{t})\cdot\varepsilon_{P_3}\cdot f^2(N_{1,14}(0^o) - N_{2,14}(0^o))\cdot t = 92{,}5$ und zu (36) (Differenz Messung II - Messung III) der Beitrag $2\tau\cdot(\frac{\alpha}{t})\cdot\varepsilon_{P_3}\cdot f^2\cdot N_{2,14}(0^o)\cdot t = 266$ hinzu.
Man erhält also nun:

$$(K_I - K_{II})_{theor} = 105{,}2 - 1458{,}33 \frac{sr}{b}\cdot\sigma^{SiO_2}_{nn}(50^o) - 1527{,}81 \frac{sr}{b}\cdot\sigma^{SiO_2}_{nn'}(50^o) \qquad (66)$$

und $(K_{II} - K_{III})_{theor} =$

$$= 4138 + 1457{,}99 \frac{sr}{b}\cdot\sigma^{SiO_2}_{nn}(50^o) + 1596{,}28 \frac{sr}{b}\cdot\sigma^{SiO_2}_{nn'}(50^o) \qquad (67)$$

Durch Vergleich mit den Meßergebnissen in Tabelle 3, nämlich $(K_I - K_{II})_{exp} = 2052$ und $(K_{II} - K_{III})_{exp} = 2922$ erkennt man: das konstante von $\sigma^{SiO_2}_{nn}(50^o)$ und $\sigma^{SiO_2}_{nn'}(50^o)$ unabhängige Glied in (66) ist etwa um den Faktor 20 zu klein, das konstante Glied in (67) etwa um den Faktor 1,5 zu groß. Bei der Berechnung von (66) und (67) erkennt man, daß die Meßergebnisse bereits durch das konstante Glied beschrieben werden. Die Glieder, die die Wirkungsquerschnitte $\sigma^{SiO_2}_{nn}(50^o)$ und $\sigma^{SiO_2}_{nn'}(50^o)$ enthalten,

Tabelle 3

Messung	I	II	III
α-Zählrate	101635536 ± 10079	110965522 ± 10534	114763572 ± 10713
Meßzeit	$1{,}071 \cdot 10^4$s	$1{,}307 \cdot 10^4$s	$1{,}446 \cdot 10^4$s
Koinzidenzzählrate	15117 ± 123	15103 ± 123	13204 ± 115
γ-Zählrate	538517 ± 733	589893 ± 767	547456 ± 740
Koinzidenzzählrate auf I normiert	19767 ± 141	17709 ± 133	14787 ± 122
γ-Zählrate auf I normiert	703943 ± 839	691660 ± 832	613084 ± 783

$$(K_I - K_{II})_{exp} = 2052 \pm 137$$

$$(K_{II} - K_{III})_{exp} = 2922 \pm 128$$

I: Messung mit Graphitquelle und Graphitringstreuer
II: Messung mit Vergleichsquelle und Graphitringstreuer
III: Messung mit Graphitquelle und Vergleichsringstreuer

---

können deshalb nur noch einen kleinen Beitrag liefern. Dies ist erfüllt, wenn $\sigma^{SiO_2}_{nn'}(50^\circ) < 100 \frac{mb}{sr}$ und $\sigma^{SiO_2}_{nn'}(50^\circ) < 100 \frac{mb}{sr}$ ist. Das bedeutet gleichzeitig, daß auch $\sigma^{Si}_{nn'}(50^\circ) < 100 \frac{mb}{sr}$; $\sigma^{Si}_{nn'}(50^\circ) < 100 \frac{mb}{sr}$, $\sigma^{O}_{nn'}(50^\circ) < 100 \frac{mb}{sr}$ und $\sigma^{O}_{nn'}(50^\circ) < 100 \frac{mb}{sr}$ ist.

§ 6 Diskussion

Die Schwierigkeit einer genauen theoretischen Berechnung des Meßergebnisses liegt vor allem darin, daß man hierzu nicht nur die differentiellen Wirkungsquerschnitte für elastische und inelastische Streuung von Neutronen bei 14 MeV für Quelle und Vergleichsquelle kennen muß, sondern auch die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Energie der Neutronen. Letzteres ist erforderlich bei der Berechnung der Neutronenstreuung am Ringstreuer bzw. Vergleichsringstreuer, da die auf den Ringstreuer bzw. Vergleichsringstreuer treffenden Neutronen bereits beim Durchgang durch die Quelle bzw. Vergleichsquelle mehr oder weniger Energie verloren haben.

Sand (SiO_2) eignete sich, besonders im Hinblick auf die Resonanzfluoreszenz, gut als Vergleichsringstreuer, da in ihm, wie bereits in § 3 berichtet, keine γ-Strahlung erzeugt wird, die in dem vom Analysator ausgeblendeten Energieintervall von 3 MeV bis 5 MeV liegt. Im Sauerstoff werden die Niveaus bei 6,13 MeV, 6,92 MeV und 7,12 MeV zur γ-Emission angeregt. Im Si existieren zwei Niveaus bei 4,62 MeV und 4,98 MeV [1]. Das erstere geht zu $\approx$ 100 % über das Zwischenniveau bei 1,78 MeV in den Grundzustand über, für das zweite wurde bis jetzt noch kein γ-Übergang gefunden (Spin unbekannt). Es entsteht also keine γ-Strahlung im Intervall 3 MeV bis 5 MeV. Diese Tatsache vereinfachte besonders die Berechnung von $(K_{II} - K_{III})_{theor.}$ (vgl. § 3).

Der im Mittel am häufigsten auftretende Streuwinkel (Streuung aus Quelle in Ringstreuer) beträgt $\approx 50^0$ für den Raumwinkel Ω_1, also bei den Prozessen $N_{1,5}$, $N_{2,5}$ und $N_{3,5}$, welche im Analysator echte Koinzidenzen erzeugen. Bei einer genaueren Berechnung des Meßeffekts müßten bei den nichtkoinzidenten Prozessen $N_{1,12}$, $N_{2,12}$ und $N_{3,12}$ auch Streuwinkel $< 50^0$ berücksichtigt werden. Die Abschätzung der elastischen und inelastischen Wir-

kungsquerschnitte in § 5 bleibt sicher richtig, wenn man unter $\sigma^{Si}_{nn}(50^\circ)$ und $\sigma^{Si}_{nn'}(50^\circ)$ über einen Streuwinkelbereich von $\approx 35^\circ$ bis $\approx 65^\circ$ gemittelte Wirkungsquerschnitte versteht. Mehrfachstreuung von Neutronen wurde nicht berücksichtigt.

Zum Vergleich sei der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung an Al für 14,5 MeV und einen Streuwinkel von 50° angegeben, der etwa dem von Si^{28} entsprechen dürfte. Nach Messungen von 17 beträgt dieser nach Umrechnung ins Laborsystem $\sigma^{Al}_{nn}(50^\circ) \approx 21 \frac{mb}{sr}$.

In einer eben erschienenen Arbeit von Bauer et al. [18] wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung an O^{16} gemessen. Es ergibt sich wieder nach Umrechnung ins Laborsystem $\sigma^{\circ}_{nn}(50^\circ) \approx 32 \frac{mb}{sr}$. Bei der Messung erhalten die Autoren für die vier niedrigsten Zustände von O^{16} bei 6,05 MeV, 6,13 MeV, 6,92 MeV und 7,12 MeV $\sigma^{\circ}_{nn'}(50^\circ) \approx 16 \frac{mb}{sr}$.

Nach Messungen von Perey [19] ergibt sich für die inelastische Streuung am 6,13 MeV-Niveau von O^{16} nach Umrechnung ins Laborsystem der Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\circ}_{nn'}(6{,}13\ \text{MeV}, 50^\circ) \approx 113 \frac{mb}{sr}$, und für die inelastische Streuung am 7,12 MeV-Niveau von O^{16} der Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\circ}_{nn'}(7{,}12\ \text{MeV}, 50^\circ) \approx 27 \frac{mb}{sr}$.

.-.-.-.-.-.-.-.-.-.-.-.-.-.-.

Herrn Professor Dr. R. Fleischmann danke ich aufrichtig für die Überlassung dieser interessanten Arbeit und sein stetes förderndes Interesse an ihrem Fortgang.
Herrn Dr. H. Bienlein bin ich für viele anregende Diskussionen zu Dank verpflichtet.

Literatur

[1] Landolt-Börnstein, Neue Serie, Gruppe I, Band 1 (1961)

[2] Rasmussen,V.K., Metzger,F.R. und Swann,C.P., Phys.Rev. 110, 154 (1958)

[3] Metzger,F.R., Swann,C.P. und Rasmussen,V.K., Phys. Rev. 110, 906 (1958)

[4] Hanna,S.S., und Meyer-Schützmeister,L., Phys. Rev. 108, 1644 (1957)

[5] Tesch,K. Nucl. Phys. 37, 412 (1962)

[6] Benveniste,J., Mitchell,A.C., Schrader,C.D. und Zenger,J.H. Nucl. Phys. 19, 448 (1960)

[7] Hofmann,A., Z. Phys. 174, 57 (1963)

[8] Hanson,A.O., Taschek,R.F. und Williams, Rev. Mod. Phys. 21, 635 (1949)

[9] Steffen,K.G., Hinrichs,O., Neuert,H., Z. Phys. 145, 156 (1956)

[10] Flügge,S., Handbuch der Physik, Band XLV (1958)

[11] Booth,E.C. und Wright,K.A., Nucl. Phys. 35, 472 (1962)

[12] Hofmann,A., Z. Phys. 173, 402 (1963)

[13] Hughes,D.J. und Harvey,J.A., Neutron Cross Sections, Mc Graw Hill (1955)

[14] Metzger,F.R., Swann,C.P. und Rasmussen,V.K., Nucl. Phys. 16, 568 (1960)

[15] Metzger,F.R., Progr. Nucl. Phys. 7, 54 (1957)

[16] Lamb,W.E., Phys. Rev. 55, 190 (1939)

[17] Perey,F. und Buck,B., Nucl. Phys. 32, 353 (1962)

[18] Bauer,R.W., Anderson,I.D. und Christensen,L.I., Nucl. Phys. 47, 241 (1963)

[19] Perey,F., Proceedings of The International Conference on Nuclear Structure, 387 (1960)

Lebenslauf

Am 6. März 1935 wurde ich als fünftes Kind des Bezirksdirektors Emil Aichinger und seiner Ehefrau Paula, geb. Zitzmann, in Nürnberg geboren. Von 1941 bis 1946 besuchte ich die Volksschule in Nürnberg, anschließend das dortige Realgymnasium. Im Juli 1954 legte ich an dieser Schule die Reifeprüfung mit Erfolg ab. Im November des gleichen Jahres begann ich das Studium der Physik an der Universität Erlangen. Im November 1957 bestand ich die Diplomvorprüfung und begann im September 1958 meine Diplomarbeit im Physikalischen Institut. Nach Abschluß dieser Arbeit legte ich im November 1959 die Diplom-Hauptprüfung ab. Seit 1.1.1962 bin ich als Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle am Physikalischen Institut tätig. Während dieser Zeit hatte ich Gelegenheit zur Anfertigung der vorliegenden Arbeit.
Am 10. Februar 1961 heiratete ich Fräulein Ingeborg Eckert.
Am 31. August 1961 wurde unser erstes Kind, am 17. November 1962 unser zweites Kind geboren.

Erlangen, den 6. Oktober 1963

Horst Aichinger

Photodruck von
Anton Meier & Co.
Erlangen - Hauptstraße 47 - Ruf 3144